Aix*Marseille université
Socialement engagée

NNT/NL : 2021AIXM0309/032ED352

THÈSE DE DOCTORAT

Soutenue à Aix-Marseille Université
le 20 septembre 2021 par

François RENAUD

Génération de seconde harmonique dans des structures à réseaux résonnants en cavité

Discipline
Physique et sciences de la matière

Spécialité
Optique, Photonique et Traitement d'image

École doctorale
École 352 : Physique et sciences de la matière

Laboratoire/Partenaires de recherche
Laboratoire d'analyse et d'architecture des systèmes (LAAS-CNRS)
Institut Fresnel

Composition du jury

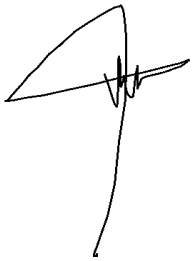
Manuel JOFFRE Laboratoire d'optique et biosciences/École Polytechnique	Rapporteur
Maria-Pilar BERNAL Institut Femto-ST	Rapporteur
Béatrice DAGENS Centre de nanosciences et de nanotechnologies	Examinatrice
Evgeny POPOV Institut Fresnel/Aix-Marseille Université	Directeur de thèse
Antoine MONMAYRANT Laboratoire d'analyse et d'architecture des systèmes	Co-Directeur de thèse
Anne-Laure FEHREMBACH Institut Fresnel/Aix-Marseille Université	Examinatrice

INSTITUT FRESNEL
LAAS CNRS
DGA
cnrs

Je soussigné, François RENAUD, déclare par la présente que le travail présenté dans ce manuscrit est mon propre travail, réalisé sous la direction scientifique de Evgeny POPOV et de Antoine MONMAYRANT, dans le respect des principes d'honnêteté, d'intégrité et de responsabilité inhérents à la mission de recherche. Les travaux de recherche et la rédaction de ce manuscrit ont été réalisés dans le respect à la fois de la charte nationale de déontologie des métiers de la recherche et de la charte d'Aix-Marseille Université relative à la lutte contre le plagiat.

Ce travail n'a pas été précédemment soumis en France ou à l'étranger dans une version identique ou similaire à un organisme examinateur.

Fait à Toulouse le 03/06/2021



Cette œuvre est mise à disposition selon les termes de la Licence Creative Commons Attribution - Pas d'Utilisation Commerciale - Pas de Modification 4.0 International.

Table des matières

Introduction générale **7**

1 État de l'art sur les CRIGFs **11**
1.1 Principe de fonctionnement du CRIGF 11
1.2 Dispositif de taille finie 12
1.3 Stabilité spectrale 17
1.4 Accordabilité spectrale 20
1.5 Modélisation des CRIGFs 23
1.6 Conclusion 27

2 État de l'art de la SHG en nanophotonique **29**
2.1 Doublage de fréquence dans les cavités à cristaux photoniques 33
2.2 Doublage de fréquence dans les GMRFs 38
2.3 Doublage de fréquence dans les guides rubans 41
2.4 Conclusion 42

3 Méthodes de modélisation **45**
3.1 Modélisation du CRIGF en régime linéaire par FMM 45
3.2 Modélisation de la génération de seconde harmonique dans un CRIGF . . . 49
3.3 Conclusion 53

4 Méthodes de fabrication des échantillons **55**
4.1 Introduction 55
4.2 Étapes de fabrication du procédé n^o 1 56
4.3 Caractérisation physique de l'échantillon 60
4.4 Améliorations techniques (procédé n^o 2) 66
4.5 Conclusion 73

5 Méthodes de caractérisations optiques **75**
5.1 Introduction 75
5.2 Première version du banc de caractérisation 76
5.3 Deuxième version du banc de caractérisation 79
5.4 Conclusion 80

6 Optimisation d'une structure anti-reflet **83**
6.1 Introduction 83
6.2 Première démonstration du doublage de fréquence dans un CRIGF 83
6.3 Analyse paramétrique 94
6.4 Estimation de l'efficacité de conversion de la structure 104

6.5 Bistabilité optique à 2ω dans un CRIGF . . . 104
6.6 Mise en évidence de défauts technologiques . . . 106
6.7 Conclusion . . . 108

7 Optimisation du facteur de qualité du CRIGF 109
7.1 Introduction . . . 109
7.2 Paramètres géométriques du CRIGF étudié par FMM . . . 110
7.3 Première approche : Optimisation d'un anti-reflet . . . 110
7.4 Deuxième approche : Optimisation du facteur de qualité Q de la structure 112
7.5 Modèle analytique simple du facteur de qualité du CRIGF . . . 116
7.6 Comparaison des structures AR et QO . . . 120
7.7 Premières études expérimentales de la structure QO . . . 121
7.8 Estimation de l'efficacité de conversion . . . 126
7.9 Conclusion . . . 127

8 Accord de phase dans un CRIGF 129
8.1 Introduction . . . 129
8.2 Accord de phase modal . . . 129
8.3 Recouvrement modal dans la structure . . . 132
8.4 Modélisation linéaire du CRIGF par FMM . . . 133
8.5 Comparaison avec une structure de référence . . . 134
8.6 Modélisation de la SHG dans la structure double guide . . . 135
8.7 Conclusion . . . 136

9 CRIGF sous incidence oblique 139
9.1 CRIGF sous incidence oblique . . . 139
9.2 Modèle phénoménologique du CRIGF sous incidence oblique . . . 144
9.3 Contrôle de la voie de sortie du CRIGF sous incidence oblique. . . . 147
9.4 Conclusion. . . . 153

Conclusion générale 155

Introduction générale

Les effets d'optique non-linéaire sont connus pour être difficilement observables expérimentalement, contrairement aux phénomènes non-linéaires en mécanique ou en électronique. En effet, les susceptibilités non-linéaires des matériaux sont si faibles que l'application d'un champ électrique colossal est nécessaire pour observer ce type de phénomène. Il a d'ailleurs fallu attendre le développement des lasers pour permettre la première démonstration du phénomène non-linéaire le plus simple (en 1961) : la génération de seconde harmonique [1].
Le développement récent de la nanophotonique a permis de rendre ces effets non-linéaires observables pour des champs électriques appliqués beaucoup plus faibles. Le but de ces dispositifs nanophotoniques est de maximiser l'interaction de l'onde incidente avec le matériau étudié. Deux principaux types de dispositifs ont été étudiés pour maximiser ces effets non-linéaires.
D'un côté, les guides optiques permettent à l'onde incidente de se propager en phase avec le signal non-linéaire afin que l'interaction entre l'onde de pompe et ce signal soit constructive tout au long de la propagation. Ce sont donc des dispositifs qui permettent des efficacités de conversions non-linéaires très importantes, tout en gardant des puissances d'excitation faibles. Cependant, ces fortes efficacités de conversion ne sont possibles que si la longueur de propagation de l'onde de pompe est suffisante et que des précautions particulières sont prises pour que la génération d'harmonique reste cohérente tout le long du guide (accord de phase). Cela se traduit donc par des dispositifs très longs (de l'ordre du centimètre), qui limitent la compacité des circuits photoniques intégrés.
D'un autre côté, les cavités à cristaux photoniques possèdent des facteurs de qualité très importants ($Q > 10^4$) et donc des champs électriques locaux très intenses. De plus, la faible taille de ces cavités permet de s'affranchir du déphasage entre l'onde de pompe et le signal non-linéaire généré. Cependant, cette faible taille est à double tranchant : les volumes d'interaction avec le matériau sont faibles, ce qui réduit les efficacités de conversions non-linéaires possibles. De plus, la taille du faisceau incident doit correspondre à peu près à la taille de la cavité pour permettre un couplage optimal. Cette taille de cavité étant de l'ordre de la longueur d'onde du faisceau, cela signifie que la taille du faisceau doit être proche (voir inférieure) à la limite de diffraction. Expérimentalement, l'obtention de tels faisceaux n'est pas chose aisée.

C'est dans ce contexte que se positionnent mes travaux de thèse. Les dispositifs étudiés sont des filtres spectraux relativement récents [2], qui possèdent des tailles intermédiaires entre les nano-cavités à cristaux photoniques et les guides optiques. Les propriétés optiques de ces nouveaux objets, notamment leur grande tolérance angulaire et leur facteur de qualité élevé ($Q > 10^3$), couplées à leur taille en font des candidats idéaux pour maximiser les efficacités de conversion non-linéaires. Ces composants, appelés CRIGFs, font l'objet d'une collaboration de longue date entre l'équipe PHOTO du LAAS-CNRS et l'équipe

CLARTE de l'Institut Fresnel. L'Institut Fresnel est spécialisé dans la modélisation numérique de ces structures et le LAAS-CNRS est spécialisé dans leur fabrication et leur caractérisation optique. Cette collaboration porte principalement sur la compréhension du fonctionnement de ces filtres [3, 4] et sur leur utilisation pour la stabilisation spectrale de diodes laser [5] ou de laser à cascade quantique [6]. Cette thèse se déroule dans le cadre d'un projet ANR, financé par la DGA, qui porte sur l'étude de ces CRIGFs en régime non-linéaire. Les composants non-linéaires sont intéressants pour créer des sources dans des domaines où les solutions technologiques sont rares ou complexes. Ils sont également intéressants pour les applications de cryptographie et de communication quantique. En effet, l'optique non-linéaire est une voie privilégiée pour générer des signaux quantiques de qualité, mais elle permet également de transférer une information optique d'un domaine spectral à un autre, tout en conservant certaines propriétés quantiques (intrication, cohérence) [7, 8]. De plus, l'optique non-linéaire est un moyen clé pour la mise en place de la métrologie quantique, qui apporte une meilleure précision que les techniques basées sur l'optique classique [9]. Pour finir, une application intéressante de l'optique non-linéaire et de l'optique quantique est l'ordinateur quantique, car il permettrait de surpasser les capacités de calcul des processeurs actuels [10].

Ce travail de thèse étant le premier à s'intéresser au régime non-linéaire dans les CRIGFs, nous nous concentrerons uniquement sur l'exaltation de la génération de seconde harmonique.
Outre la présente introduction et une conclusion générale, le manuscrit est constitué de 9 chapitres.
Le premier chapitre est consacré à l'état de l'art sur les CRIGFs. Les propriétés remarquables de ces dispositifs et les différentes problématiques associées y sont abordées.
Le second chapitre porte sur l'état de l'art de la génération de seconde harmonique dans les dispositifs nanophotoniques, plus particulièrement dans les nano-cavités à cristaux photoniques, les guides optiques et les structures à réseaux résonnants.
Le troisième chapitre présente la méthode FMM (Fourier Modal Method ou Méthode Modale de Fourier), qui est la méthode de modélisation utilisée pour étudier ces structures complexes en régime linéaire. Nous y verrons comment cette méthode a été modifiée, à l'Institut Fresnel, pour y inclure la génération de seconde harmonique dans les CRIGFs.
Le quatrième chapitre présente les procédés technologiques permettant de fabriquer ces CRIGFs non-linéaires. Nous y détaillons également les problèmes engendrés par ces étapes de fabrication et comment nous avons pu, en partie, les améliorer.
Dans le cinquième chapitre, nous étudierons les problématiques liées à la caractérisation optique de ces composants en régime linéaire et non-linéaire. Nous présenterons les deux versions du banc de caractérisation, en détaillant les améliorations introduites dans la deuxième version nécessaires à une bonne compréhension des paramètres clefs dans l'exaltation de la SHG par les CRIGFs.
Le sixième chapitre porte sur la première démonstration expérimentale de l'exaltation de la génération de seconde harmonique dans les CRIGFs. Nous y verrons également l'influence de différents paramètres sur les propriétés de ce signal généré.
Le septième chapitre présente une nouvelle méthode de conception de ces structures, basée sur une optimisation du facteur de qualité global du CRIGF, permettant de maximiser ces effets non-linéaires. Les premiers résultats expérimentaux, liés à cette nouvelle méthode, mettent en évidence des structures possédant des facteurs de qualité importants.
Le huitième chapitre est consacré à une première étude théorique de l'influence de l'ac-

cord de phase dans ces structures, de tailles intermédiaires entre les nano-cavités à cristaux photoniques et les guides otiques, sur l'efficacité de conversion.
Le dernier chapitre présente une étude théorique d'une nouvelle configuration de CRIGF ne fonctionnant pas sous incidence normale. Cette étude du CRIGF sous incidence oblique, porte uniquement sur le régime linéaire de ce dispositif. Dans ce chapitre, nous verrons que ce CRIGF peut être utilisé pour réaliser un rétroréflecteur, libre de tout signal non-résonnant provenant de l'empilement multicouche.

Chapitre 1

État de l'art sur les CRIGFs

1.1 Principe de fonctionnement du CRIGF

Une nouvelle structure à réseaux résonnants, appelée CRIGF (Cavity Resonator Integrated Grating Filter), a été développée par Shogo Ura en 2011 [11, 12]. Un CRIGF est un filtre spectral très fin qui peut être illuminé par des faisceaux très fortement focalisés, ce qui est inhabituel pour ce type de filtre. Cette structure a été conçue de la même manière que les filtres à réseaux résonnants (GMRFs pour Guided Mode Resonant Filters) [13, 14, 15, 16].
Un CRIGF est constitué d'une couche « réseaux » gravée sur un guide d'onde planaire. Plus précisément, cette couche réseaux contient un réseau coupleur (GC pour Grating Coupler) de période Λ_{GC}, de seulement quelques périodes, entouré par deux miroirs de Bragg (DBR pour Distributed Bragg Reflector) de période $\Lambda_{DBR} = \Lambda_{GC}/2$. Ces DBRs font plusieurs centaines de périodes, et sont séparés du GC par deux zones d'adaptation de phase (PS pour Phaseshift) comme montré sur la figure 1.1.
Le GC couple un faisceau incident, arrivant à la surface, avec le mode du guide. Les DBRs, quant à eux, sont conçus pour réfléchir ce mode.

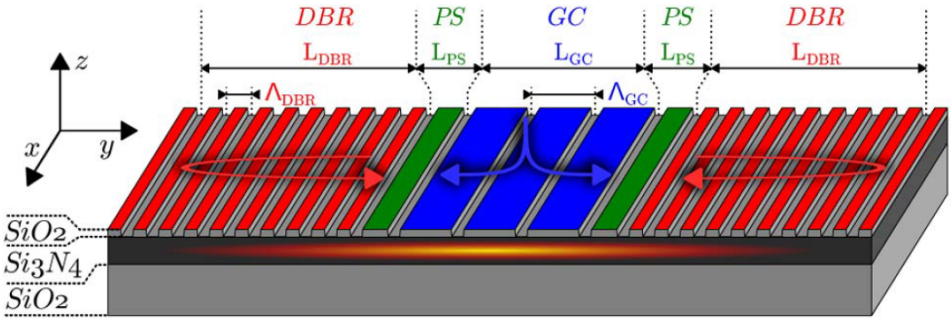


FIGURE 1.1 – Extrait de [4]. Schéma de principe de la structure CRIGF

En terme de technologie, les procédés de fabrication des CRIGFs et des GMRFs sont équivalents, et sont relativement bien maîtrisés. Nous expliciterons ces procédés dans le chapitre 4.
Cependant leurs comportements sont très différents. En effet, de part la nature du GMRF (réseau à faible contraste d'indice), le couplage entre le mode guidé et le faisceau est très faible. Un réseau de grande taille (supérieur à 1mm) et un faisceau très collimaté (de

taille équivalente) sont donc nécessaires pour obtenir une forte réflectivité et une largeur spectrale faible. Le GMRF est donc un filtre passe-bande, de grande taille, possédant un fort facteur de qualité, mais dont la tolérance angulaire est très faible. Cette faible tolérance angulaire lui permet d'être un filtre dont la longueur d'onde centrale peut être contrôlée par l'angle d'incidence du faisceau [17, 18].
Dans le cas du CRIGF, le repliement du mode par les DBRs lui procure une forte tolérance angulaire, pour un facteur de qualité équivalent à celui d'un GMRF [19]. De plus, c'est une structure qui ne nécessite pas une grande taille de GC. Seulement une dizaine de périodes sont nécessaires pour coupler le faisceau avec le mode guidé. La taille du CRIGF est principalement donnée par celle des deux DBRs, qui doivent posséder une forte réflectivité.
Le CRIGF peut être comparé à d'autres structures similaires dans la littérature. Tout d'abord, le CRIGF possède de fortes similitudes avec les structures utilisant des réseaux à haut contraste d'indice (HCGs) pour réaliser des résonateurs de forts facteurs de qualité [20]. Ces structures sont constituées d'un GC, entouré de deux DBRs comme dans le cas du CRIGF. En revanche, les réseaux sont directement gravés dans la couche guidante, qui est elle-même suspendue dans l'air. Ces résonateurs sont notamment utilisés pour filtrer et amplifier une seule longueur d'onde dans le spectre de photoluminescence de puits quantiques.
Les cavités à cristaux photoniques de type H1 ont également des points communs avec le CRIGF [21, 22]. Ces cavités H1 sont formées par l'absence d'un trou dans un réseaux de trous de maille triangulaire, gravé sur le matériau. Ce défaut ponctuel permet la formation de modes localisés, possédant de très forts facteurs de qualité. Cette propriété est donc très proche de celle du CRIGF, où le mode de la structure est confiné entre les deux DBRs.

1.2 Dispositif de taille finie

Dans cette partie, nous explicitons les motivations qui ont donné lieu au développement d'un dispositif de taille réduite et finie. Deux types d'utilisation de ces structures ont été étudiés : Le couplage et le filtrage.

1.2.1 Utilisation comme coupleur optique

Initialement, cette structure n'a pas été développée pour le filtrage, mais pour le couplage/découplage direct d'un mode guidé vers une fibre optique. La problématique, à l'époque, était de réaliser des coupleurs optiques, perturbatifs, de petite taille. Perturbatif signifiant que le réseau couple très faiblement l'onde incidente avec le mode de la structure. L'avantage de travailler avec des couplages faibles, était que les systèmes pouvaient être étudiés par une approche perturbative. Cette approche repose sur l'étude de la structure non-perturbée, c'est à dire sans prendre en compte la perturbation apportée par le réseau. La structure est vue comme un empilement équivalent, où la couche réseau est traitée comme une couche homogène d'indice moyen. Les modes propres sont donc obtenus très facilement.
Pour considérer le réseau comme une perturbation pour le mode, il existe deux possibilités.
La première est que le contraste d'indice du réseau soit faible. Il doit donc être constitué de matériaux diélectriques bas indices, comme le SiO_2 ou le Si_3N_4 par exemple. Cependant, en fonction de la gamme de longueur d'onde visée, ces matériaux ne sont pas forcément

adaptés.
La deuxième possibilité est d'utiliser des matériaux avec des indices beaucoup plus élevés, comme les semi-conducteurs par exemple. Dans ce cas, la hauteur de corrugation du réseau doit être faible et son facteur de remplissage doit être faible également pour limiter son impact sur le mode [23].
Les premiers coupleurs étudiés étaient des GMRFs. Le problème est que, pour découpler une onde guidée à l'aide d'un GMRF, il faut que l'onde se propage sur plusieurs millimètres pour interagir avec beaucoup de périodes du réseau. Le faisceau découplé par un GMRF possédait donc une taille équivalente à la taille du réseau, et ne pouvait donc pas être injecté directement dans une fibre optique. En effet, la taille de cœur typique pour une fibre est de 9 μm à la longueur d'onde de 1550 nm.
Un premier dispositif a donc été fabriqué pour diminuer la taille du faisceau découplé tout en gardant une bonne efficacité de couplage [12, 2]. Ce dispositif (appelé CRIGIC pour Cavity Resonator Integrated Grating Input/output) possède la même couche réseaux que le CRIGF, la seule différence étant que les deux DBRs ne sont pas identiques. En effet, le

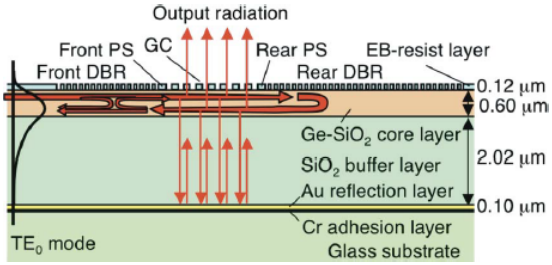


FIGURE 1.2 – Extrait de [2]. Schéma de principe d'un CRIGIC

premier DBR possède beaucoup moins de périodes que le deuxième, sa réflectivité n'est donc pas de 100 % et permet donc au mode guidé de fuir partiellement dans le guide d'onde.
Un substrat d'or, couplé à une couche tampon, permet de réfléchir les ondes rayonnées vers le substrat. L'épaisseur de la couche tampon est contrôlée de manière à ce que les ondes réfléchies par le substrat d'or et les ondes découplées par le GC vers l'air, interfèrent constructivement. Un schéma du CRIGIC est présenté dans la figure 1.2.
Pour mesurer l'efficacité de découplage de ce CRIGIC, la lumière a été injectée par le guide dans le dispositif. La réflectivité du DBR le plus faible étant différente de 100 %, une partie de la lumière injectée est transmise et reste piégée sous le GC par réflexion entre les deux DBRs. Le spectre d'efficacité de découplage est présenté dans la figure 1.3. Un pic de l'efficacité découplée est observé sur ce spectre à une longueur d'onde de 842,4 nm, qui correspond à la longueur d'onde de résonance de la structure. L'efficacité découplée, à la résonance, était de 60 % pour une largeur spectrale de 0,8 nm.
Ces premiers résultats ont permis de valider le fonctionnement du CRIGIC, comme celui d'un coupleur à faible contraste d'indice de taille réduite. Suite à cette étude, d'autres travaux ont permis de démontrer le couplage direct d'un mode guidé (par un CRIGIC) vers une fibre optique [24]. Le CRIGIC a ensuite été étendu aux applications de multiplexage/démultiplexage en longueur d'onde pour les systèmes de télécommunications [25, 26, 27].

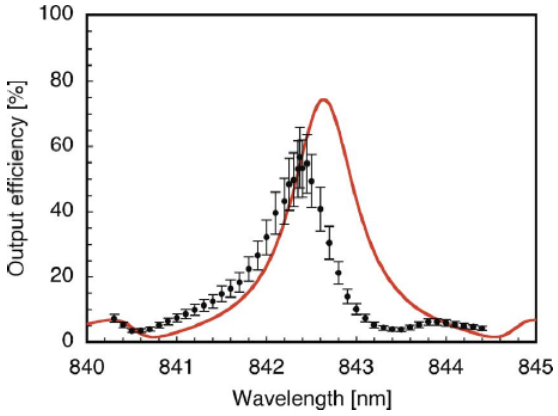


FIGURE 1.3 – Extrait de [2]. Spectre d'efficacité de découplage théorique (courbe rouge) et expérimentale (courbe noire) d'un CRIGIC

1.2.2 Adaptation au filtrage spectral

Cette structure à ensuite été adaptée au filtrage spectral (CRIGF) autour de 850 nm [11, 28] et de 1550 nm [29]. La structure est plus simple que celle d'un CRIGIC, car le mode du CRIGF est excité par un faisceau se propageant à la normale du dispositif. Les deux DBRs sont donc identiques ($R_{DBR} = 100\,\%$) et il n'y a pas de substrat d'or ni de couche tampon.
Pour ces deux longueurs d'onde de travail, les tailles de GC étaient fixées à 50 μm et les CRIGFs ont été éclairés par un faisceau gaussien possédant un rayon au waist d'environ 1 mm. Des réflectivités expérimentales très faibles ont été mesurées ($R = 30\,\%$ à 850 nm et $R = 67\,\%$ à 1550 nm), bien inférieures aux prédictions théoriques ($R > 90\,\%$ dans les deux cas).
Des travaux, développés dans l'équipe photonique du LAAS, ont permis d'expliquer l'origine de cette différence de réflectivité entre la théorie et l'expérience [19]. Ces travaux reposent sur l'influence de la taille du faisceau incident par rapport à la taille du GC. Par FDTD, il est montré que la réflectivité est optimale lorsque le waist du faisceau incident est égal à $L_{GC}/2$ (figure 1.4(a)), ce qui signifie que le couplage entre le faisceau et le mode du CRIGF est maximal lorsque le faisceau recouvre complètement le GC.
Lorsque le waist devient supérieur à $L_{GC}/2$, la réflectivité décroît car le faisceau incident s'étend sur les DBRs, qui ne permettent pas de coupler l'énergie dans le guide. Une partie de l'énergie du faisceau est donc perdue, ce qui explique la diminution de la réflectivité.
Lorsque le waist du faisceau devient inférieur à $L_{GC}/2$, la réflectivité du filtre décroît abruptement. L'origine de cette décroissance brutale, est que la divergence du faisceau devient supérieure à la tolérance angulaire du filtre.
Ces résultats peuvent également être interprétés en terme de recouvrement spatial du champ rayonné par le CRIGF avec le mode incident. Le recouvrement est optimal, lorsque la taille des deux champs est comparable, donc lorsque la taille du faisceau est identique à celle de la zone centrale. Notons que ces résultats sont valides lorsque la structure est optimisée anti-reflet.
Des études théoriques similaires ont été réalisées en parallèle dans le cadre de la thèse de Nadège Rassem à l'Institut Fresnel [30]. Ces résultats théoriques sont confirmés expérimentalement, comme le montre la figure 1.4(b). La taille du faisceau, par rapport à celle du GC, est donc un paramètre clé dans la création d'un réflecteur efficace.

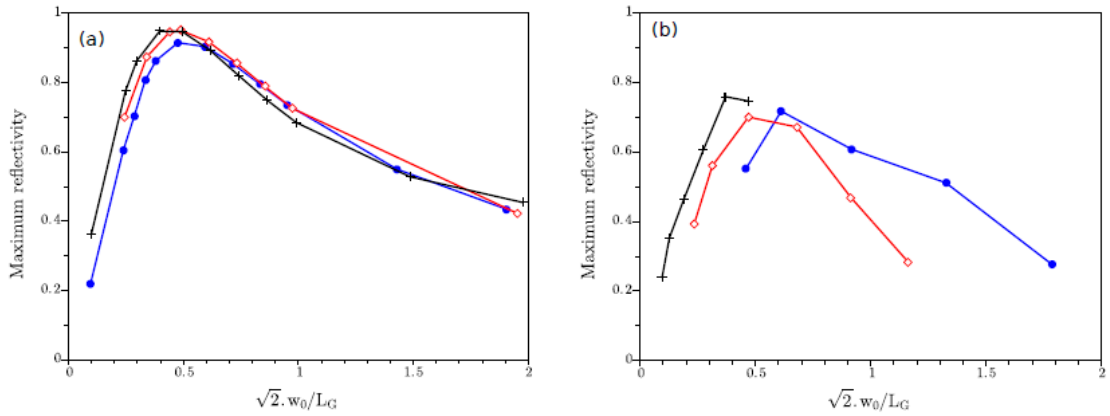


FIGURE 1.4 – Extrait de [19]. Évolution théorique (a) et expérimentale (b) du maximum de réflectivité d'un CRIGF avec la taille du mode incident ($\sqrt{2}.\omega_0$) par rapport à la taille du GC et pour différentes tailles de ce GC : $L_{GC} = 21\,\Lambda_{GC}$ (cercles bleus), $L_{GC} = 41\,\Lambda_{GC}$ (carrés rouges), $L_{GC} = 101\,\Lambda_{GC}$ (croix noires).

Il a également été montré que le profil du GC avait un impact sur l'efficacité de couplage entre le faisceau incident et le mode dans le CRIGF [31]. En effet, l'amplitude du champ pour le faisceau incident est gaussien, tandis que l'amplitude du mode rayonné par un CRIGF ressemble à une fonction porte (figure 1.5(b)). Le recouvrement de ces deux champs n'est donc pas optimal, ce qui empêche un couplage maximal du faisceau vers le mode de cavité. Afin d'obtenir un recouvrement optimal, les profils des deux champs doivent être identiques. Pour cela, des CRIGFs possédant des GCs non-uniformes ont été étudiés pour maximiser ce recouvrement. La distribution des facteurs de remplissage de ces GCs (figure 1.5(a)) est telle que le profil du mode rayonné par le CRIGF se rapproche de celui du faisceau incident, donc d'une gaussienne (voir figure 1.5(b)). L'intégrale de recouvrement du champ incident et du mode rayonné est donc maximisée.

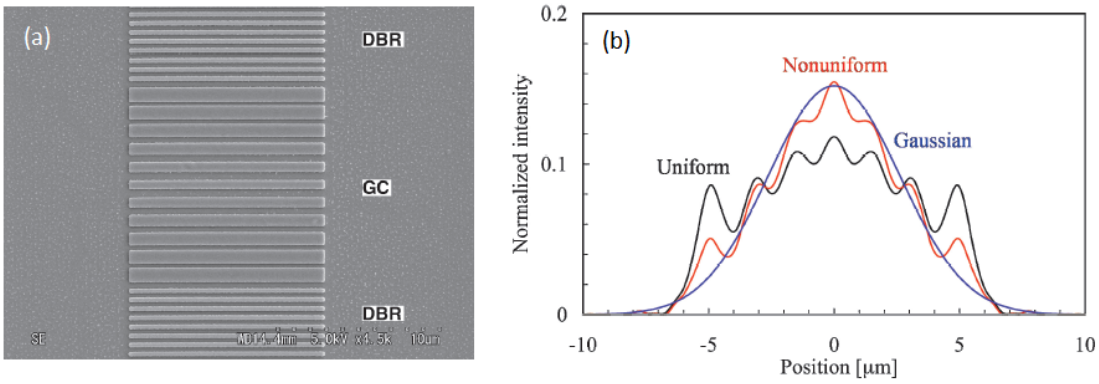


FIGURE 1.5 – Extrait de [31]. (a) Image MEB d'un GC avec un profil de facteurs de remplissages non uniforme. (b) Profil de champ rayonné par un CRIGF avec : un GC uniforme (noir) et un GC non uniforme (rouge). Ces deux profils sont comparés au profil gaussien du faisceau.

Sur la figure 1.6 les spectres de réflectivité théoriques et expérimentaux obtenus sont tracés dans le cas d'un CRIGF avec un GC uniforme et d'un CRIGF avec un GC non

uniforme. Les résultats de cette étude montrent que la réflectivité maximale du CRIGF avec un GC de profil gaussien est plus importante que celle avec un GC uniforme. La largeur spectrale est également plus fine pour le CRIGF avec un GC de profil gaussien. Ces résultats permettent de conclure qu'un CRIGF, avec un GC adapté au faisceau incident, offre un couplage plus efficace du faisceau avec le mode guidé.

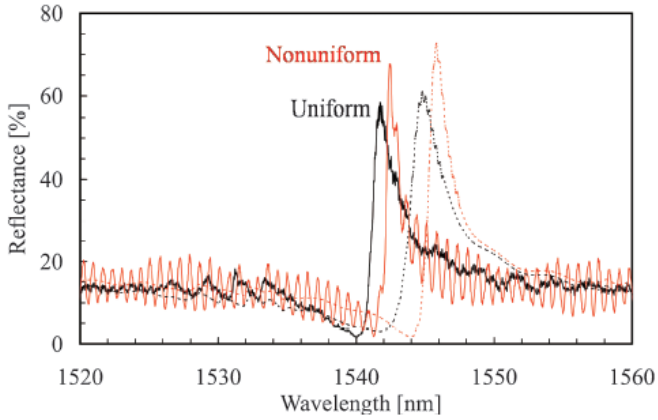


FIGURE 1.6 – Extrait de [31]. Spectres de réflectivité théoriques (en pointillés) et expérimentaux (en traits pleins) du CRIGF dans le cas : d'un GC uniforme (noir) et d'un GC non uniforme (rouge).

Si l'impact de la forme du GC par rapport au faisceau incident a été étudiée, celui des DBRs l'a été également. En effet, l'excitation du mode du CRIGF par un faisceau fortement focalisé provoque une divergence du mode lors de sa propagation. L'énergie du mode peut donc se propager selon des directions qui ne sont pas forcément toutes perpendiculaires aux dents des DBRs. L'efficacité de réflexion des DBRs dépend de l'angle d'incidence de la lumière dans le plan. L'énergie du mode se propageant à la normale des DBRs est donc réfléchie de manière maximale, tandis que le reste de l'énergie voit une réflectivité des DBRs plus basse. Si cette divergence est trop importante, une trop grande partie de l'énergie du mode n'est pas suffisamment réfléchie par les DBRs, et n'est donc pas confinée dans la cavité. Les performances du CRIGF, notamment sa réflectivité maximale et sa largeur spectrale, s'en retrouvent donc dégradées.
Des CRIGFs, possédant des DBRs courbés (voir figure 1.7) pour compenser l'impact de la divergence du mode, ont donc été étudiés expérimentalement [32]. De faibles réflectivité ont été obtenues (environ 32 %) pour des largeurs spectrales d'environ 0,2 nm. Ces résultats n'étaient pas meilleurs que ceux présentés dans [11], où les réflectivités atteignaient 70 % pour des facteurs de qualité équivalents. Les résultats de cette étude n'ont donc pas permis de trancher quant à l'impact de ces DBRs courbés. La question de l'influence de la divergence reste donc ouverte.

Pour en finir avec les études sur l'influence de la taille du dispositif, des CRIGFs à réseaux bi-dimensionnels ont été étudiés pour obtenir également un confinement du mode dans la direction transverse [33]. Dans cette étude, deux CRIGFs possédant les mêmes paramètres géométriques ont été croisés perpendiculairement, comme présenté sur la figure 1.8(a). Le GC est composé d'un réseau à maille carrée et les DBRs possèdent un rayon de courbure permettant de compenser la divergence du mode, provoquée par le faisceau

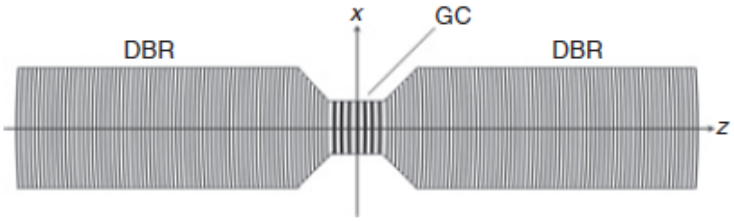


FIGURE 1.7 – Extrait de [32]. Schéma d'un CRIGF avec des DBRs courbés pour compenser la divergence du mode.

très focalisé. La zone de couplage (taille du GC) est donc réduite à 100 μm^2.

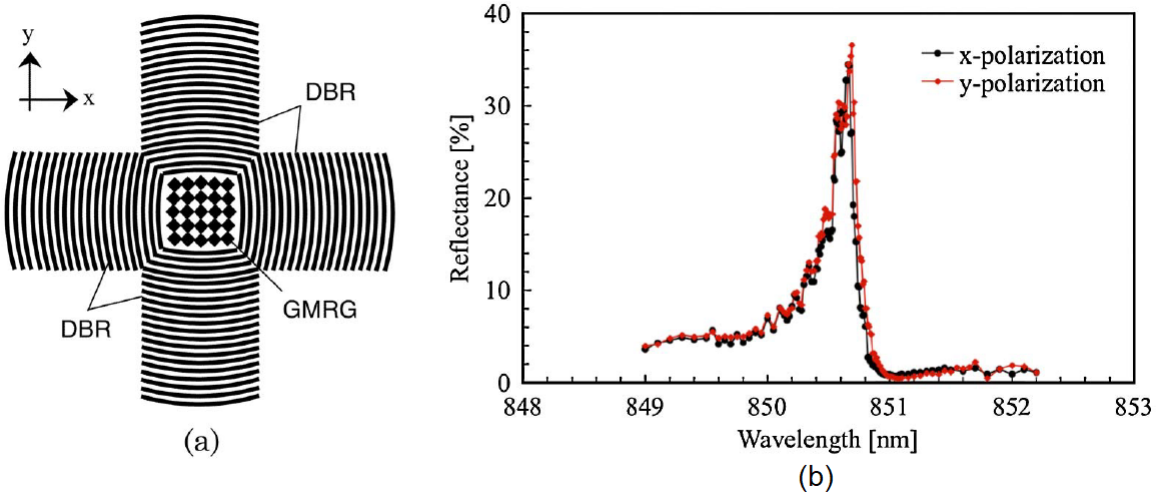


FIGURE 1.8 – Extrait de [33]. (a) Schéma d'un X-CRIGF. (b) Spectre de réflectivité expérimental d'un CRIGF 2D en polarisation TE (rouge) et TM (noir).

Le GC 2D permet également à cette structure d'être indépendante à la polarisation, comme le montre les résultats de la figure 1.8(b). Cette propriété a été démontrée théoriquement et expérimentalement dans les GMRFs bi-dimensionnels, ayant la même périodicité dans les deux directions [34, 35]. Les réflectivités maximales qui ont été obtenues, pour deux polarisations TE et TM, sont d'environ 35 %. Ces valeurs sont bien inférieures à celles obtenues pour des structures 1D, ce qui a été expliqué par une différence trop importante entre la divergence des modes et la courbure des DBRs. Cette différence entraînant un mauvais confinement des modes.

1.3 Stabilité spectrale

La forte tolérance angulaire du CRIGF lui permet d'être un candidat idéal pour la stabilisation spectrale de diodes laser. Pour cela, le CRIGF est utilisé comme miroir de fin d'une cavité externe. Ce miroir a pour rôle de réfléchir une seule longueur d'onde dans le spectre émis par le milieu à gain de la diode laser. Cette longueur d'onde est la seule

piégée dans la cavité externe, et donc la seule pouvant être amplifiée par le milieu à gain. Ce phénomène est connu sous le nom de réinjection optique.
Il existe actuellement différents types de miroirs, très sélectifs, permettant d'obtenir cette stabilisation. C'est le cas notamment des réseaux de diffraction [36], des réseaux de Bragg en volume [37] et des GMRFs [38]. Leurs fortes réflectivités à la résonance et leurs faibles largeurs spectrales en font d'excellents miroirs de fin de cavité pour la réinjection optique. Cependant, leurs faibles tolérances angulaires limitent leur utilisation à des montages en incidence normale, avec des faisceaux très collimatés [36, 37, 39, 40, 41]. Le plus connu de ces montages est le montage présenté dans la figure 1.9.

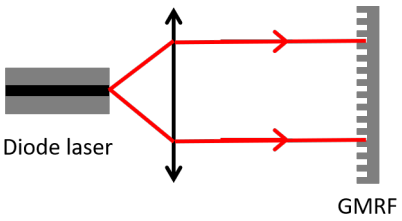


FIGURE 1.9 – Schéma du montage de stabilisation spectrale d'une diode laser par un GMRF.

Le problème de ce type de montage est sa très grande sensibilité à l'alignement des différents éléments optiques, et donc aux sources de vibrations extérieures. Ces vibrations provoquent de légers changement de l'angle d'incidence sur le GMRF (ou autres structures à réseau), qui voit donc sa longueur d'onde de résonance changer. De plus, il est très difficile de collimater efficacement la lumière émise par une diode laser.
L'utilisation d'un montage de type « œil-de-chat » permet d'obtenir une bien meilleure stabilité mécanique. Ce montage est présenté dans la figure 1.10.

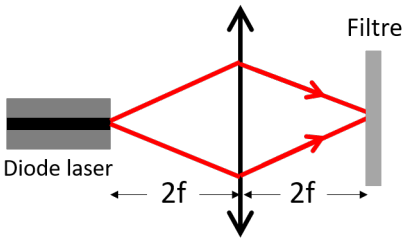


FIGURE 1.10 – Schéma du montage « œil de chat ».

Ce montage repose sur une relation objet-image permettant une réinjection de la lumière même lorsque le laser et le filtre ne sont pas alignés correctement. Ce montage présente donc une grande robustesse face aux vibrations, mais nécessite cependant l'utilisation de faisceaux focalisés. Le filtre utilisé doit donc posséder une grande tolérance angulaire.
Le CRIGF a donc été étudié pour jouer le rôle de miroir dans ce type de montage. [5, 42, 6]. La tolérance angulaire du CRIGF a tout d'abord été étudiée expérimentalement [19, 43]. Ces résultats sont présentés dans la figure 1.11.

Cette cartographie de la réflectivité montre que la longueur d'onde réfléchie, par un CRIGF, ne dépend pas de l'angle d'incidence du faisceau. L'angle d'incidence ne permet donc pas de réaliser un contrôle de la longueur d'onde de résonance de la structure.

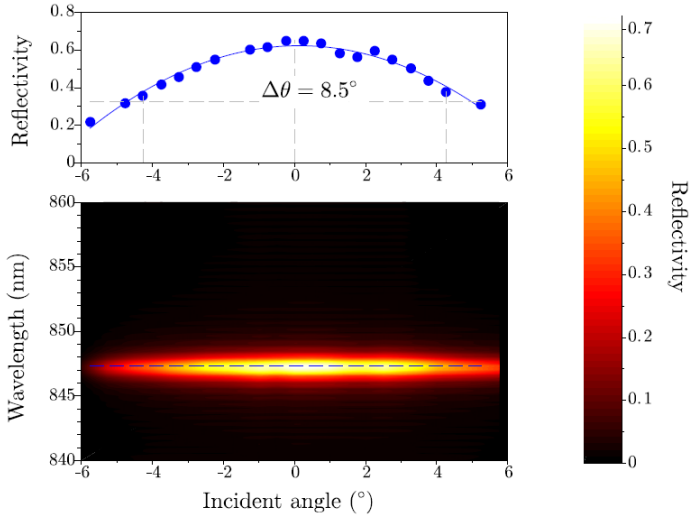


FIGURE 1.11 – Extrait de [19]. Évolution de la réflectivité expérimentale du CRIGF avec $L_{GC} = 21\,\Lambda_{GC}$ en fonction de l'angle d'incidence du faisceau gaussien.

Cette figure montre également que la réflectivité du CRIGF est angulairement très large. En effet, sa tolérance angulaire est évaluée a ±4,2°. Cette valeur peut être comparée à celle d'un GMRF, à facteur de qualité équivalent, qui est de seulement ±0,2°. Le CRIGF permet donc d'avoir une tolérance angulaire plus de 20 fois supérieure à celle d'un GMRF. Cette propriété, combinée à la stabilité mécanique du montage oeil de chat, permet d'obtenir une longueur d'onde d'émission de la diode laser très stable.
La longueur d'onde émise dépend uniquement de la résonance du CRIGF, qui permet de sélectionner une seule longueur d'onde dans le spectre du milieu à gain. Cette résonance est contrôlée spectralement grâce à la période du GC (et de manière homothétique celle des DBRs). Plusieurs CRIGFs, de différentes périodes, ont été fabriqués et utilisés pour stabiliser une diode laser autour de 850 nm (voir figure 1.12(b)). Ces résultats expérimentaux ont montré que la longueur d'onde d'émission laser pouvait être choisie autour de n'importe quelle longueur d'onde du spectre de la diode laser.

Par ailleurs, il a été envisagé d'intégrer directement le CRIGF sur une puce laser. En particulier, des travaux ont été menés pour l'utiliser comme miroir de VCSELs (Vertical Surface-Emitting Lasers) [44, 45]. Cependant, la réflectivité maximale d'un CRIGF n'est que de 80 % en moyenne. Cette valeur est insuffisante pour une utilisation dans un VCSEL. En effet, ce dernier nécessite des miroirs quasi-parfait du fait de son très faible gain modal (de quelques pourcents). Pour avoir une amplification efficace, il faut donc que le temps de vie des photons dans la cavité soit beaucoup plus important.
Pour résoudre ce problème, des CRIGFs intégrés sur un substrat métallique (CRIGM pour Cavity-Resonator Integrated Grating Mirror) ont été étudiés [44, 45, 46, 47]. Un tampon optique est placé entre le guide et le substrat métallique, de manière à ce que les ondes réfléchies par ce dernier interfèrent constructivement avec les ondes directement découplées vers l'air. L'intensité réfléchie est donc très proche de 100 % sur une très grande plage spectrale. De plus, il est également montré que la phase à la réflection d'un CRIGM présente un saut de 2π dont la forme peut être contrôlée par l'épaisseur du tampon optique.
Des structures très similaires, utilisant des réseaux à forts contrastes d'indice (HCGs pour

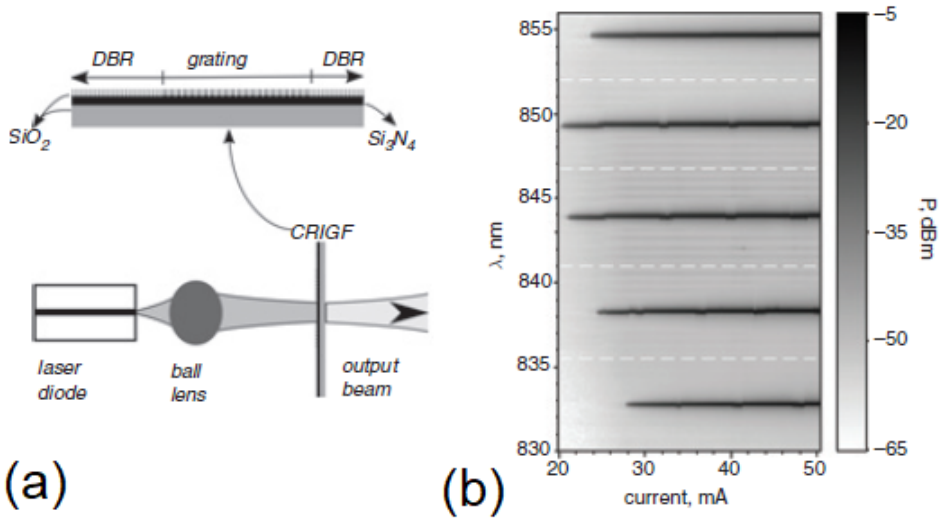


FIGURE 1.12 – Extrait de [5]. (a) Schéma d'une cavité externe pour la stabilisation spectrale d'une diode laser. Le CRIGF est utilisé comme miroir de fin de cette cavité. (b) Cartographie du spectre d'émission, en fonction du courant, d'une diode laser stabilisée par 5 CRIGFs de différentes périodes.

High Contrast Gratings), ont été étudiées pour remplacer les DBRs dans les VCSELs [48, 49, 50, 51]. Dans ces structures, nous retrouvons la même configuration que dans le cas du CRIGF, c'est à dire un GC entouré de deux DBRs. La différence repose sur le fait que la couche guidante est directement corruguée. Les réseaux ne peuvent plus être considérés comme des perturbations, car le couplage entre l'onde incidente et le mode de la structure est fort. Ces structures sont donc plus proches des cristaux photoniques que des GMRFs.

1.4 Accordabilité spectrale

Le CRIGF est donc un réflecteur très stable spectralement. Son utilisation ne se limite pas aux longueurs d'onde du spectre visible et proche infrarouge, mais peut également s'étendre jusqu'au moyen infrarouge [23].
Cependant, sa grande stabilité spectrale l'empêche d'être accordable facilement en longueur d'onde. Le choix et le contrôle de la longueur d'onde d'émission sont pourtant des propriétés fondamentales pour des applications laser.
La longueur d'onde de résonance du CRIGF peut être contrôlée de différentes manières. La première, par analogie aux GMRFs, consiste à changer la période du GC et celles des DBRs. La longueur d'onde de résonance GC étant directement proportionnelle à la période du GC, il est possible de couvrir une large gamme spectrale simplement en changeant cette période. Cette propriété a par exemple été utilisée pour la stabilisation d'un laser à cascade quantique émettant dans le proche infrarouge et dans l'infrarouge moyen [5, 6, 52], comme le montre les résultats des figures 1.12 et 1.13.
En fabriquant plusieurs CRIGFs de différentes périodes sur une même puce, il est possible de contrôler grossièrement la résonance du CRIGF sur une large gamme spectrale. Le problème de cette méthode, est qu'il n'est pas possible d'obtenir un changement continu de

cette longueur d'onde de résonance, et donc de contrôler finement la longueur d'onde de résonance du dispositif.
Il a également été démontré qu'en changeant la position du GC par rapport aux deux DBRs, il était possible de modifier légèrement la longueur d'onde de résonance du CRIGF [53, 54]. Cette position est contrôlée en ajustant la longueur des zones d'adaptation de phase (PS). Cependant, le facteur de qualité et la réflectivité maximale change également avec la position du GC comme le montre la figure 1.14.

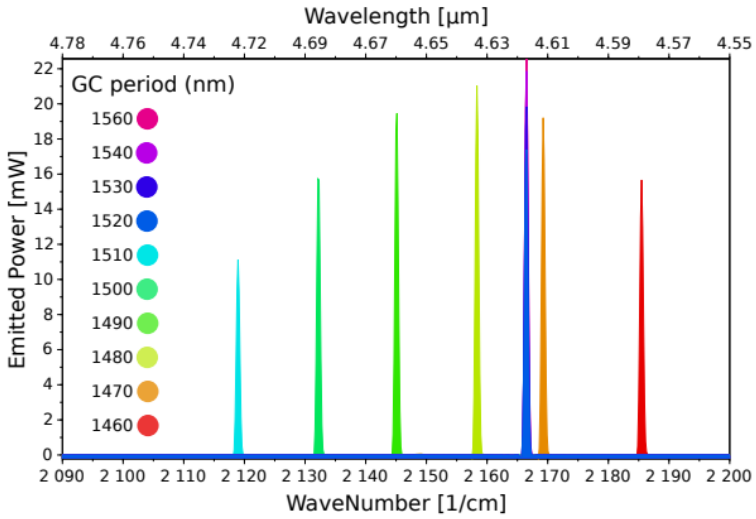


FIGURE 1.13 – Extrait de [52]. Stabilisation spectrale d'un laser à cascade quantique : Spectre d'émission en fonction de la périodicité utilisée pour le CRIGF.

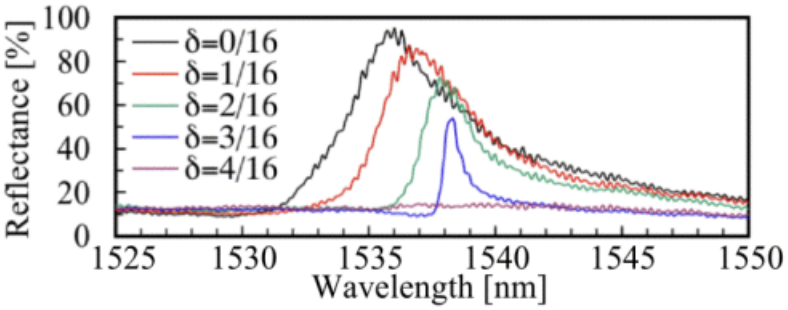


FIGURE 1.14 – Extrait de [54]. Spectres de réflectivité de CRIGFs pour différentes positions du GC par rapport aux DBRs Le facteur δ correspond à la quantité ajoutée et retranchée sur les deux zones d'adaptation de phase (PS).

Afin d'obtenir une variation continue de la longueur d'onde de résonance, des CRIGFs à gradient spatial ont été étudiés expérimentalement [55]. Dans ces CRIGFs, un gradient est introduit sur la période du GC et des DBRs dans la dimension transverse du CRIGF, comme le montre l'image au microscope optique en figure 1.15(a). Le principe est simple : Lorsque le spot du faisceau incident se déplace le long de ce gradient, la longueur d'onde de résonance du CRIGF est modifiée.
Les résultats expérimentaux de cette étude sont présentés sur la figure 1.15(b). Plusieurs

CRIGFs avec différents gradients ont été étudiés.

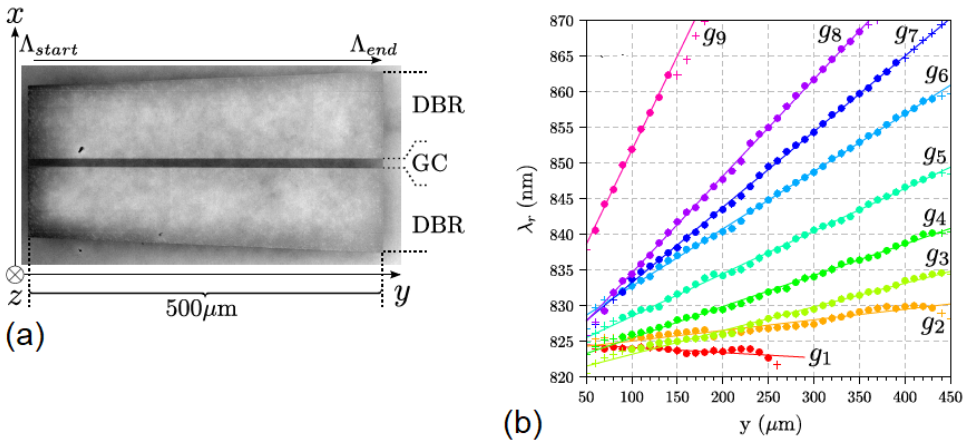


FIGURE 1.15 – Extrait de [55]. (a) Image au microscope optique d'un CRIGF à gradient. (b) Longueur d'onde de résonance expérimentale d'un CRIGF à gradient en fonction de la position du faisceau sur l'axe y.

La première remarque est que ces structures présentent bien un pic de réflectivité, ce qui n'est pas une chose évidente car la présence du gradient introduit des pertes dans le confinement du mode par les DBRs. Si ces pertes sont trop importantes, alors le confinement des modes dans la cavité n'est plus suffisant pour permettre une forte augmentation de la réflectivité.
Le deuxième point, est que la longueur d'onde du pic de réflectivité change de manière continue sur une plage spectrale de plusieurs dizaines de nanomètres, tout en gardant une réflectivité maximale convenable.

Pour finir sur l'accordabilité spectrale du CRIGF, il a été montré qu'une modification fine de la longueur d'onde de résonance d'un CRIGF classique est possible en changeant la température de ce dernier [56]. Dans cette étude, un CRIGF possédant un guide et un substrat en $LiNbO_3$ a été étudié. En utilisant le fort coefficient thermo-optique du $LiNbO_3$, l'indice effectif de la structure a pu être modifié, et donc sa longueur d'onde de résonance également. De plus, la dilatation du substrat de $LiNbO_3$ provoque une dilatation des couches supérieures, et donc de la couche réseau. Les résultats expérimentaux de cette étude sont présentés dans la figure 1.16.

Sur cette figure, le pic de réflectivité du CRIGF se décale vers les grandes longueurs d'onde lorsque la température augmente. Cette longueur d'onde de résonance évolue linéairement avec la température, et la pente de cette évolution est de 0,0382 nm/K. Le CRIGF a donc pu être accordé sur une gamme de 4 nm pour une variation de température de 60°C.

La longueur d'onde de résonance d'un CRIGF peut donc être contrôlée par diverses moyens, sans avoir à modifier l'épaisseur ou la nature des couches qui le constituent. De plus, la température permet d'ajuster la résonance d'un dispositif. Cela offre, dans certains cas, la possibilité d'éviter la fabrication d'une nouvelle puce.

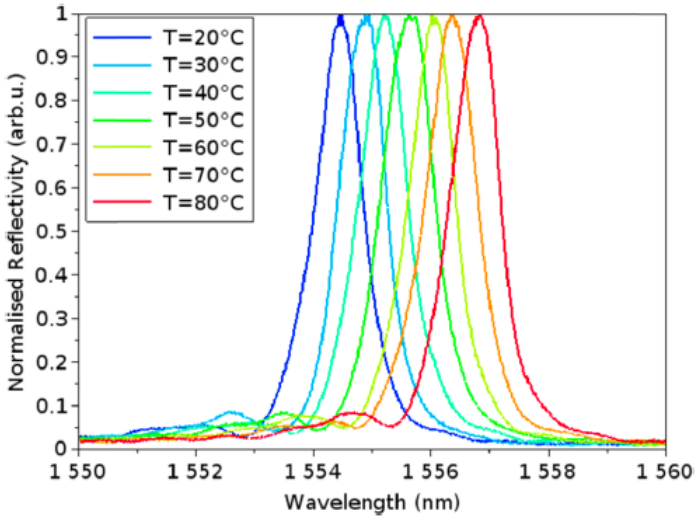


FIGURE 1.16 – Extrait de [56]. Évolution du pic de réflectivité d'un CRIGF,possédant un guide en $LiNbO_3$, en fonction de sa température.

1.5 Modélisation des CRIGFs

La modélisation de ces structures a été le sujet de nombreux travaux, suite aux différentes études expérimentales réalisées. Les premières études théoriques réalisées sur ces dispositifs ont été réalisées avec des méthodes ad-hoc.
La méthode des modes couplés à tout d'abord été adaptée, dans le cas du CRIGF, par l'équipe de S. Ura [12, 44]. Initialement, ce modèle a été développé pour étudier les coupleurs CRIGICs et ne prend en compte que deux modes dans la structure, l'un propagatif et l'autre contrapropagatif. La lumière est donc directement injectée par le guide et non pas par la surface du GC. Elle est donc efficace pour étudier des coupleurs optique, mais elle ne permet pas de simuler un réflecteur. De plus, cette méthode ne permet pas de déterminer la part de l'énergie découplée vers l'air et la part découplée vers le substrat. En effet, dans les simulations réalisées, une couche métallique est utilisée comme substrat pour renvoyer toute l'énergie découplée vers l'air. Ce modèle ne permet donc pas de prédire la réflectivité réelle du dispositif, même si elle est efficace pour déterminer sa longueur d'onde de résonance. Pour finir, ce modèle ne donne aucune indication sur le profil spatial du faisceau découplé.
Un autre modèle des modes couplés, inspiré de celui de S. Ura, a été développé dans l'équipe photonique du LAAS afin de comprendre les résultats expérimentaux obtenus dans l'article [4]. Ces résultats expérimentaux ont mis en évidence la présence de différents modes spatiaux, lorsque le CRIGF est éclairé par un faisceau dont le waist est beaucoup plus petit que le GC (voir figure 1.17).

Pour expliquer l'origine de ces modes, l'impact de la position des différents réseaux par rapport au mode est intégré dans le modèle des modes couplés. Les équations des modes couplés sont résolues dans les différentes parties du CRIGF (GC, DBR et PS), ce qui permet d'extraire les matrices de transfert des modes (propagatif et contrapropagatif) dans chacune de ces parties.
Ce modèle permet de montrer que les modes sombres et brillants sont des modes de cavité Fabry-Pérot, formée par les deux DBRs. Il permet également de montrer que le profil

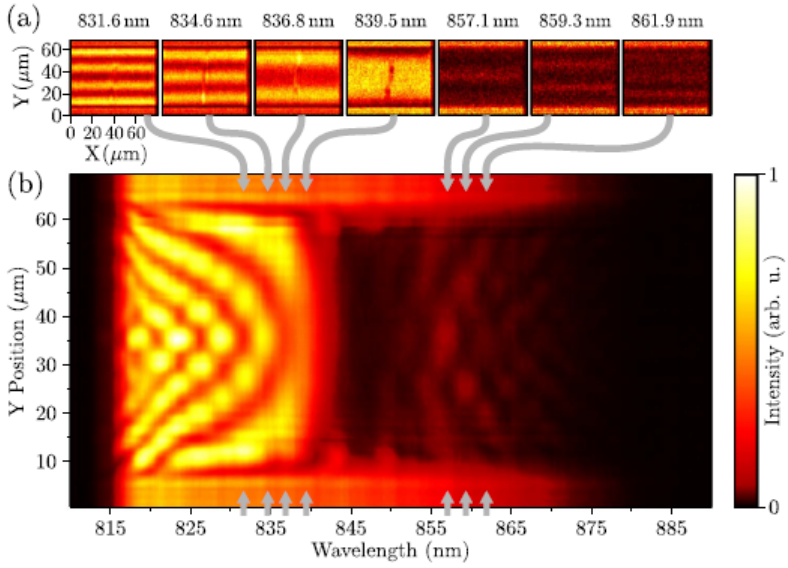


FIGURE 1.17 – Extrait de [4]. Cartographie de la réflectivité d'un CRIGF en fonction de la position X (parallèle aux lignes des réseaux) et de la position Y (perpendiculaire aux lignes des réseaux) pour 7 longueurs d'onde différentes autour de la fondamentale (839,5 nm).(b) Cartographie expérimentale de la réflectivité d'un CRIGF en fonction de la longueur d'onde du faisceau et de la position Y.

spatial du faisceau découplé provient d'un effet de moiré entre les modes stationnaires et le GC, comme le montre la figure 1.18.
Ce modèle possède néanmoins quelques inconvénients. En effet, il repose également sur une approche de type « coupleur optique », la lumière est donc injectée par le guide, et non pas par le GC. Il ne permet donc pas non plus de calculer la réflectivité réelle de la structure. De plus, ce modèle fait l'hypothèse que toute l'énergie dans le guide est découplée par le GC. Il ne prend donc pas en considération les différentes sources de pertes possibles dans le CRIGF.
Une conclusion très importante ressort néanmoins de cette étude : Le CRIGF ne doit pas être vu comme un GMRF replié sur lui même par les DBRs mais comme une cavité Fabry-Pérot à pertes, ces pertes correspondant au rayonnement des modes, provenant de la présence du GC.

Un modèle, développé en parallèle à L'Institut Fresnel, est arrivé à des conclusions similaires de façon indépendante [3]. Ce modèle, reposant sur le couplage de 4 modes propagatifs et contrapropagatifs, a également permis d'expliquer l'origine de la forte tolérance angulaire du CRIGF. Pour cela, la courbe de dispersion du CRIGF a été étudiée en fonction du nombre de périodes des DBRs (figure 1.19). Ces résultats ont montré un aplatissement de la courbe de dispersion lorsque le nombre de DBRs était suffisamment important. L'origine de la large tolérance du CRIGF provient donc de la présence de la cavité formée par les deux DBRs, ce qui confirme que le comportement du CRIGF est très proche de celui d'une cavité Fabry-Pérot.
Pour finir, un modèle analytique a été développé dans [30] et permet de comparer le CRIGF à une cavité Fabry-Pérot à pertes. Dans ce modèle, le facteur de qualité de la résonance du CRIGF peut être directement relié aux différents paramètres de la cavité. Il a notamment été montré que le facteur de qualité du CRIGF était toujours plus élevé que celui du GMRF (équivalent au GC de taille infinie).

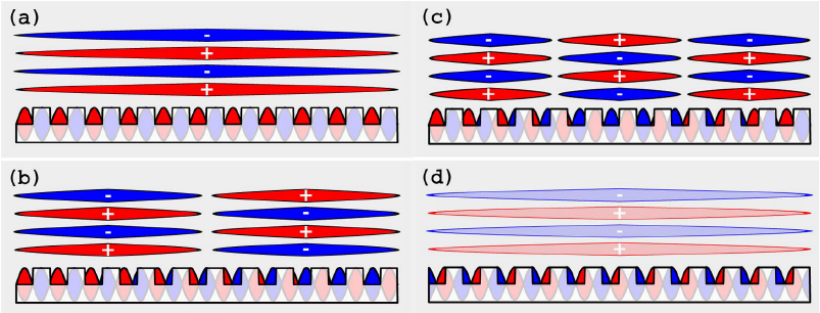


FIGURE 1.18 – Extrait de [4]. Vue schématique de l'effet de moiré entre le mode stationnaire dans un CRIGF et le GC : (a) mode fondamental brillant avec la même périodicité que le GC. (b) Premier mode brillant excité avec une demi-période supplémentaire. (c) Deuxième mode brillant excité avec une période supplémentaire. (d) Mode fondamental sombre avec la même périodicité que le GC mais en quadrature de phase avec ce dernier.

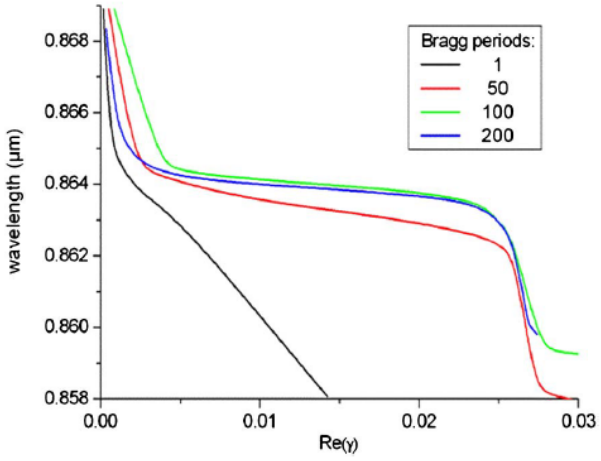


FIGURE 1.19 – Extrait de [3]. Relation de dispersion d'un CRIGF, calculée par la méthode des modes couplés à 4 ondes, pour différents nombre de périodes des DBRs.

Des études ont également été réalisées pour pouvoir modéliser le CRIGF par des méthodes rigoureuses. De nombreuses méthodes de modélisation se sont confrontées à l'étude de cet objet complexe. Nous parlerons ici de la FDTD (Finite Difference Time Domain), la FEM (Finite Element Method), la DDA (Discrete Dipole Approximation) et la FMM (Fourier Modal Method).
La FEM, la FDTD et la DDA reposent sur un maillage spatial de la structure. Ces méthodes sont donc très efficaces pour l'étude d'objets de petites tailles comme, par exemple, les cavités à cristaux photoniques [57, 58, 59, 60]. Ces méthodes permettent également d'étudier des objets infiniment périodiques, en maillant seulement une période de l'objet et en rajoutant des conditions aux bornes périodiques.
La FMM, quant à elle, repose sur une décomposition en série de Fourier de la permittivité diélectrique du réseau et des champs électrique E et magnétique H dans la structure. Cette méthode a été réalisée dans le but d'étudier des objets infiniment périodiques, comme les GMRFs par exemple [61, 62]. Le critère de convergence pour cette méthode est le nombre de coefficients utilisées dans ces séries de Fourier. Ce nombre doit être suffisant pour prendre en compte suffisamment d'ordres de diffraction du réseau.
Cependant, le CRIGF n'est ni un objet de petite taille, ni un objet périodique. En effet,

il est constitué de différents réseaux sub-longueur d'onde de taille finie. Ces réseaux ne peuvent pas être considérés comme infinis car les conditions de raccordement entre les différents réseaux sont importantes. Le CRIGF est donc un objet de plusieurs centaines de micromètres, structuré à l'échelle de la centaine de nanomètres. Il est donc extrêmement complexe à modéliser pour les différentes méthodes classiques.
Malgré ces difficultés, les méthodes rigoureuses ont tout de même pu être adaptées pour permettre d'étudier le CRIGF.
La modélisation du CRIGF par FMM a été développée par l'Institut Fresnel [63, 30]. Pour permettre cette étude, la structure a due être périodisée artificiellement. Le CRIGF a donc été considéré comme le motif de base définissant un réseau infini (technique de la super-cell). Cette périodisation étant artificielle, des couches absorbantes ont été placées entre chaque cellule pour empêcher tout artéfact numérique. La cellule de base étant très grande, le nombre de coefficients des séries de Fourier à utiliser pour décrire la structure était lui aussi très important.
Par la suite, la FEM et la DDA ont également été adaptée, à L'Institut Fresnel, pour permettre l'étude du CRIGF. La FDTD a également été étudiée, par le biais du logiciel MEEP [64]. Ces quatre méthodes ont été comparées lors de la simulation d'un CRIGF 1D (1 seule direction de périodicité) [65, 66]. Les résultats numériques de cette étude

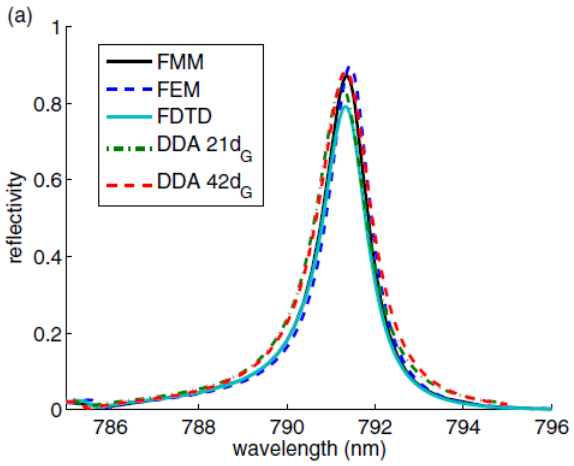


FIGURE 1.20 – Extrait de [65]. Spectres de réflectivité d'un CRIGF, obtenus par FMM (noir), FEM (bleu), FDTD (cyan) et DDA (vert et rouge).

sont présentés dans la figure 1.20. Ces quatre méthodes ont permis d'obtenir des résultats équivalents, notamment en terme de réflectivité maximale et de largeur spectrale. Le fonctionnement de ces méthodes pour modéliser le CRIGF a donc été confirmé.

Pour finir, la DDA est la seule méthode qui a permis d'effectuer la simulation de CRIGF 2D (2 directions de périodicité), comme le montre la figure 1.21.

Les autres méthodes (FMM, FEM) nécessiteraient des temps de calcul de plusieurs centaines de jours pour permettre ce genre de simulations, alors que quelques heures suffisent à la DDA.
Cependant, pour la DDA, l'épaisseur des couches et la taille des divers éléments du CRIGF ne peuvent pas être fixées arbitrairement. Ces dimensions doivent correspondre a un nombre entier de fois la taille du plus petit élément de la structure. Ce dernier point limite l'utilisation de la DDA à des structures simples.

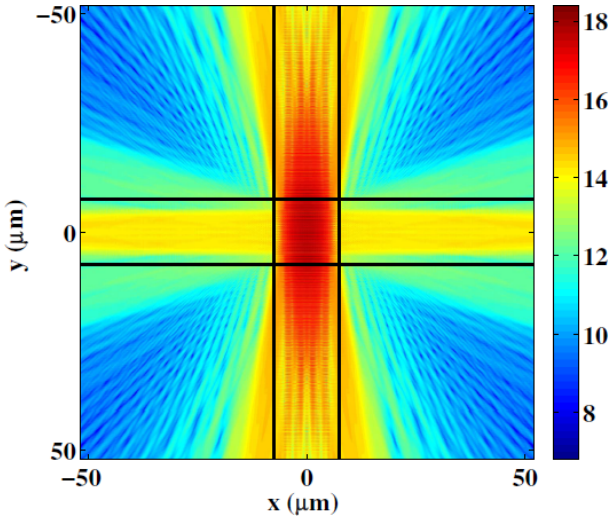


FIGURE 1.21 – Extrait de [65]. Cartographie dans le plan (x,y) du champ électrique dans la structure 2D.

1.6 Conclusion

Le CRIGF est donc une structure très importante pour le filtrage spectral car elle permet d'obtenir une forte réflectivité à la résonance et un fort facteur de qualité sous faisceau focalisé. Ces propriétés rendent également cette structure très intéressante pour effectuer de l'optique non-linéaire. En effet, des champs locaux très importants doivent être atteints pour pouvoir observer ce type d'effets. Le fonctionnement du CRIGF, reposant sur l'excitation d'un mode localisé par un faisceau très focalisé, permet d'être dans des conditions idéales pour obtenir un champ local très intense. De plus, la structure CRIGF est un bon compromis de taille entre les nano-cavités à cristaux photoniques, qui possèdent des facteurs de qualité importants mais des volumes modaux très faibles, et les dispositifs de très grandes tailles (GMRFs) qui limitent la compacité des circuits. Enfin, la présence de la structuration peut-être mise à profit pour réaliser l'accord de phase entre les modes à la fréquence pompe et harmonique. Le manuscrit porte donc sur l'optique non-linéaire dans les structures CRIGFs, et plus particulièrement sur l'étude de la génération de seconde harmonique (SHG). Ces études permettent de comprendre comment maximiser la SHG générée par ces structures et comment contrôler leurs longueurs d'onde d'émission.
Cet état de l'art nous montre également que cette structure a toujours été étudiée sous incidence normale. Le dernier chapitre de cette thèse sera donc consacré à l'étude théorique du comportement du CRIGF sous incidence oblique. Cette étude permet deux choses. La première est d'avoir une meilleure compréhension des mécanismes physiques intervenant dans ce dispositif. La deuxième est d'obtenir une réponse spectrale du filtre dans laquelle il n'y a pas d'interférences parasites liées au substrat épais. Pour finir, nous verrons en quoi cette configuration, sous incidence oblique, est intéressante pour des applications de conversion de fréquence dans une diode laser à cavité externe.

Chapitre 2

État de l'art de la génération de seconde harmonique en nanophotonique

La génération d'harmoniques est un phénomène très répandu dans la plupart des domaines de la physique (acoustique, mécanique, électronique, ...). En effet, lorsque l'on étudie la réponse d'un système électronique (par exemple) à une excitation électrique sinusoïdale, il n'est pas rare d'observer une distorsion de la réponse du système. Cette distorsion correspond à la somme de la réponse à la fréquence fondamentale (identique à l'excitation) et des différentes harmoniques générées dans le système. Ces harmoniques sont des composantes sinusoidales possédant des fréquences multiples de la fréquence fondamentale. Pour obtenir ce genre de signaux, l'amplitude de l'excitation doit être suffisamment forte pour sortir de la réponse linéaire du système. En pratique, cette condition est très facile à obtenir dans les domaines cités précédemment. Il faut donc prendre beaucoup de précautions pour éviter de sortir de ce régime linéaire.
En optique, le problème inverse se pose : sortir du régime linéaire demande des conditions très exigeantes. En effet, la réponse optique d'un matériau diélectrique à une excitation lumineuse est déterminée par la polarisation du matériau étudié. Cette polarisation est due au déplacement et à la déformation du nuage électronique des atomes du matériau lorsque ce dernier est soumis à un champ électrique. Lorsque l'amplitude E de l'onde d'excitation est inférieure au champ électrique qui lie le cortège électronique au noyau, la polarisation P_L du matériau est linéaire (équation (2.1)). Notons que, dans cet état de l'art, cette équation est écrite en notation simplifiée pour plus de clarté.

$$P_L(t) = \epsilon_0 \chi^{(1)} E(t) \tag{2.1}$$

où $\chi^{(1)}$ est la susceptibilité linéaire du matériau.
La polarisation oscille donc à la même fréquence que l'onde incidente et son amplitude est proportionnelle à l'amplitude du champ incident, comme le montre la courbe L de la figure 2.1 extraite de [67].
En revanche, lorsque l'amplitude du champ incident est équivalente à celle du champ liant les électrons aux atomes, la réponse du matériau n'est plus proportionnelle au champ incident (courbe NL de la figure 2.1).

La polarisation résultante est donc distordue, car elle est composée de différents termes de fréquences multiples de celle de l'onde incidente (équation (2.2)).

$$P_L(t) = \epsilon_0 [\chi^{(1)} E(t) + \chi^{(2)} E^2(t) + \chi^{(3)} E^3(t) + ...] \tag{2.2}$$

Les termes $\chi^{(n)}$ sont les susceptibilités d'ordres n du matériau.

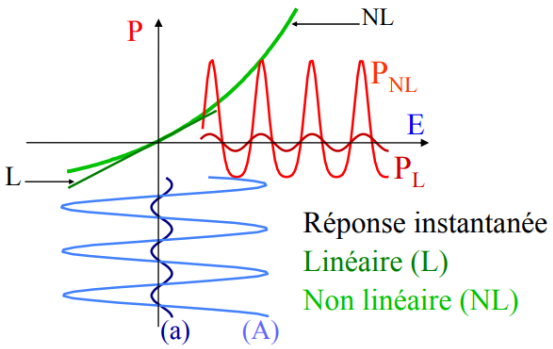


FIGURE 2.1 – Extrait de [67]. Polarisation d'un matériau à une excitation lumineuse : Dans le cas linéaire (faible champ électrique incident) et dans le cas non-linéaire (fort champ électrique incident).

En pratique, les champs appliqués sont habituellement très faibles par rapport aux champs statiques présents dans le matériau. Sortir du régime linéaire en optique, afin d'observer ces différentes harmoniques, demande donc d'utiliser des champs incidents très importants.
Dans cette thèse, nous nous concentrerons sur les processus non-linéaires d'ordre deux, et plus particulièrement sur la génération de seconde harmonique. La génération de seconde harmonique (SHG), ou doublage de fréquence, correspond à la conversion d'une onde de fréquence fondamentale ω en une onde de fréquence double 2ω lors du passage dans le matériau non-linéaire [1]. Par extension, ce processus permet également de réaliser la somme ou la différence de fréquences dans le cas d'une excitation à deux ondes de fréquences distinctes. Ce processus physique a donné lieu à beaucoup d'applications. Les domaines de ces applications sont très variés, comme par exemple l'extension de sources laser aux courtes longueurs d'onde [68, 69], l'imagerie haute résolution pour la biologie [70], le traitement de l'information quantique [71], etc. On peut notamment trouver un résumé de ces applications dans [72].
La très grande majorité des matériaux ne permet pas de générer de seconde harmonique. Seuls les matériaux cristallins non centrosymétriques le peuvent. Cette absence de symétrie d'inversion permet l'existence d'une susceptibilité d'ordre 2 ($\chi^{(2)}$) non nulle au sein du matériau [73]. C'est cette susceptibilité non-linéaire qui permet l'observation de la génération de seconde harmonique. Notons qu'il est tout de même possible d'observer une faible SHG, à l'interface entre deux matériaux centrosymétriques, par rupture de symétrie locale.
Cependant, même dans le cas des matériaux les plus performants, les champs électriques appliqués sont faibles par rapport au champ électrique statique entre le cortège électronique et les atomes du matériau. Des conditions particulières sont donc nécessaires pour obtenir une SHG efficace.
Le premier prérequis est d'être en condition d'accord de phase. L'accord de phase consiste à ce que les ondes à la fréquence 2ω générées en différents points du matériau, lors de la propagation du faisceau de pompe à la fréquence ω, interférèrent constructivement pour obtenir un signal total non nul. Une représentation schématique de ce phénomène est présenté sur la figure 2.2. Sur ce schéma, l'onde de pompe à ω génère une onde $E^A_{2\omega}$ au point A. Cette onde se propage ensuite jusqu'au point B, séparé de A par une distance L, où une nouvelle onde $E^B_{2\omega}$ est générée par l'onde de pompe. Les deux ondes générées sont

légèrement déphasées l'une par rapport à l'autre.

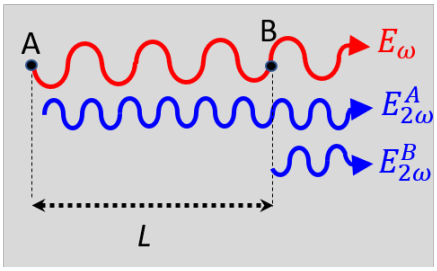


FIGURE 2.2 – Schéma de principe du déphasage entre les ondes à 2ω, générées dans le matériau.

La phase de l'onde générée au point A, qui s'est propagée d'une longueur L vaut :

$$\phi^A_{2\omega}(L) = k_{2\omega}L \tag{2.3}$$

L'onde fondamentale se propage ensuite d'une distance L. Sa phase au point B est donc :

$$\phi^B_{\omega}(L) = k_{\omega}L \tag{2.4}$$

L'onde à 2ω est proportionnelle au carré du champ à ω. La phase de l'onde générée en B est donc deux fois plus importante que celle de l'onde à ω :

$$\phi^B_{2\omega}(0) = 2k_{\omega}L \tag{2.5}$$

Il est possible de définir, à partir des deux expressions précédentes, la longueur de propagation L_π nécessaire pour que les deux ondes à 2ω soient en opposition de phase :

$$L_\pi = \frac{\pi}{k_{2\omega} - 2k_\omega} = \frac{\pi}{\Delta k} \tag{2.6}$$

avec Δk le déphasage entre le carré de l'onde à ω et l'onde générée à 2ω.
Cette longueur L_π est appelée la longueur de cohérence et représente la distance de propagation provoquant une interférence destructive entre les différentes ondes à 2ω, générées dans le matériau. La figure 2.3 (extraite de [73] et de [74]) représente le champ de seconde harmonique en fonction de la propagation dans le matériau non-linéaire. Lorsqu'il n'y a pas d'accord de phase, le champ maximal généré est limité par la faible longueur de cohérence dans le matériau. Il faut donc maximiser L_π pour obtenir le signal le plus important possible. Cet accord de phase peut par exemple être obtenu en utilisant les propriétés de biréfringence d'un cristaux anisotrope pour compenser la dispersion d'indice du matériau entre les fréquences ω et 2ω.

La deuxième condition nécessaire pour obtenir une SHG importante est d'utiliser un champ électrique de pompe le plus important possible dans le matériau. En effet, la polarisation non-linéaire d'ordre deux, source du champ à 2ω, dépend du carré de l'amplitude du champ de pompe. Un champ de pompe très intense couplé à l'accord de phase permet donc d'obtenir une forte SHG.
Le développement de la nanophotonique a permis de créer des dispositifs exaltant de manière très importante le champ électrique local dans le matériau et donc l'intensité de SHG. Les premiers d'entre deux étaient simplement des empilements multicouches jouant le rôle

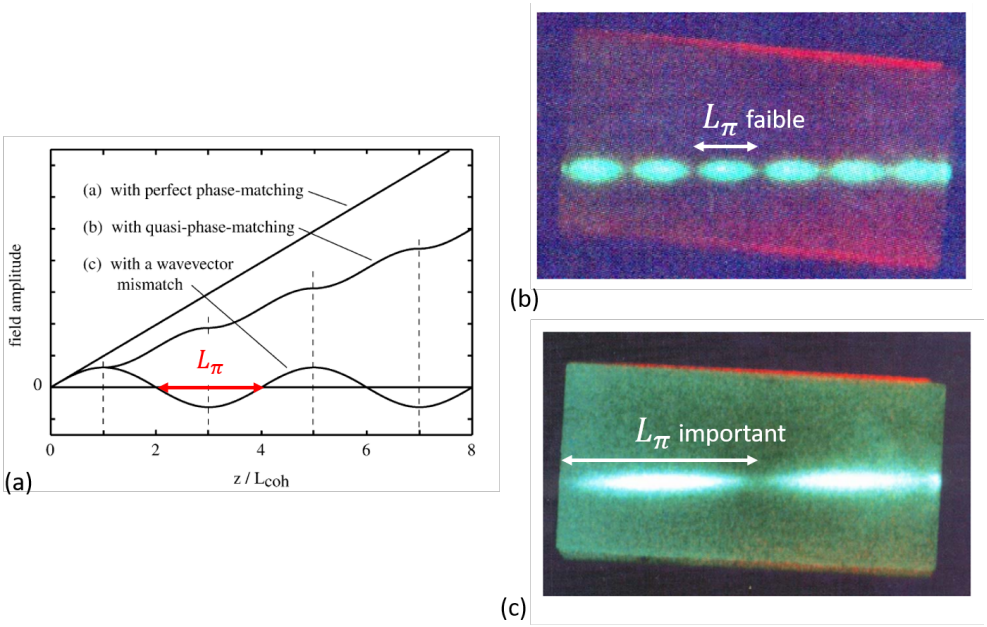


FIGURE 2.3 – Extrait de [73] et [74]. (a) Amplitude du champ de SHG lors de la propagation dans un matériau, dans le cas d'un accord de phase parfait, d'un quasi-accord de phase et sans accord de phase. (b) SHG générée dans un cristal sans accord de phase (L_π faible). (c) SHG générée dans un cristal avec accord de phase (L_π important).

de cavités Fabry-Pérot verticales et confinant le champ électrique de pompe [75, 76, 77]. Ces cavités Fabry-Pérot verticales ont ensuite été conçues de manière a supporter également une résonance à la fréquence 2ω pour exalter également le champ à 2ω généré dans l'empilement [78, 79, 80]. Ces cavités sont dites doublement résonnantes. Finalement, ces structures ont été utilisées pour réaliser des VCSELs émettant dans le bleu [81, 82, 83]. Récemment, d'autres structures nanophotoniques ont été étudiées pour exalter le champ électrique de pompe avec un nombre limité de couches de matériau. Ces structures sont classées en trois grandes familles : Les guides rubans, les cavités à cristaux photoniques et les GMRFs. La capacité de ces dispositifs à transformer un faisceau de pompe de fréquence ω en un signal de fréquence double 2ω est définie par leur efficacité de conversion. Usuellement, l'efficacité de conversion est définie de la manière suivante :

$$\eta = \frac{P_{2\omega}}{P_\omega^2} \tag{2.7}$$

avec $P_{2\omega}$ la puissance SHG rayonnée par le dispositif soumis à un faisceau de pompe de puissance P_ω.
Cette efficacité de conversion dépend de la taille de la zone d'interaction entre le mode de la structure et le matériau non-linéaire. Il est donc possible de classer les différents dispositifs en fonction de leur efficacité de conversion et de leur volume modal, comme représenté sur la figure 2.4.
Sur cette figure, les guides rubans (rouge) sont les dispositifs possédant les efficacités de conversion les plus élevées. Le volume modal de ces guides est très important ($\approx 10^4\,\mu\text{m}^3$) du fait de leur grande longueur (typiquement 1 cm). Dans ces structures, la condition d'accord de phase entre l'onde à ω et 2ω est nécessaire pour obtenir une efficacité de conversion importante. D'un autre côté, les cavités à cristaux photoniques possèdent des efficacités de conversion plus modestes pour des volumes modaux beaucoup plus faibles

($< 1\,\mu m^3$). Pour finir, les GMRFs possèdent des volumes modaux beaucoup plus élevés que les guides ($\approx 10^6\,\mu m^3$). Ceci est essentiellement dû à une excitation par des faisceaux de diamètres millimétriques. Cependant, leur efficacité de conversion est très rarement quantifié dans la littérature. Les études quantitatives placent les GMRFs loin derrière les guides rubans [84, 85].
Dans cet état de l'art, nous verrons les différentes études réalisées pour ces dispositifs, en nous concentrant principalement sur les dispositifs nécessitant une excitation de la résonance par la surface (cristaux photoniques et GMRFs). Nous rentrerons peu dans le détail des guides ruban car ce sont des dispositifs bien trop éloignés des CRIGFs.
Pour finir, nous placerons les CRIGFs sur ce graphique et nous expliquerons pourquoi ces structures sont très intéressantes pour l'étude de la SHG.

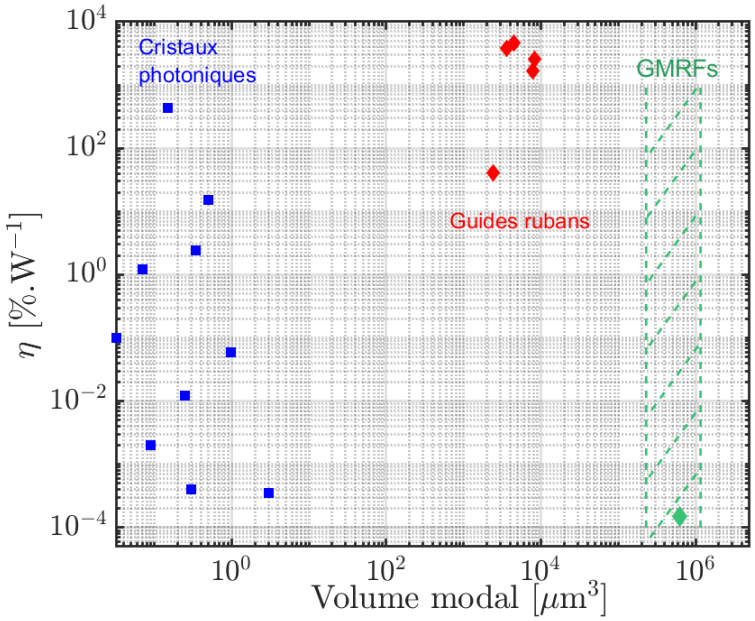


FIGURE 2.4 – Classement des familles de dispositifs nanophotoniques en fonction de leur efficacité de conversion et de leur volume modal. Les guides rubans sont tous normalisés à une longueur de 1 cm.

2.1 Doublage de fréquence dans les cavités à cristaux photoniques

Nous commençons donc par nous intéresser au cas des cavités à cristaux photoniques. Les cristaux photoniques reposent sur l'alternance périodique de zones de fort indice de réfraction et de zones de faible indice de réfraction, à une échelle de l'ordre de la longueur d'onde dans le matériau de fort indice. Pour créer ces zones de faible indice, le matériau doit être gravé localement dans toute son épaisseur [86, 87]. Lorsque la période de cette alternance est environ égale à la moitié de la longueur d'onde dans la structure, une bande interdite se forme dans la relation de dispersion de la structure. Les photons ne pouvant pas se propager dans cette bande interdite, le cristal photonique agit comme un réflecteur de Bragg [88].
Il est donc possible de réaliser des nano-cavités en réalisant un défaut ponctuel dans le

cristal photonique, provoquant une rupture locale de la périodicité. En prenant l'exemple d'un cristal photonique formé d'un réseau triangulaire de trous, la rupture de périodicité peut être réalisée par l'absence d'un ou de plusieurs trous dans la maille, comme le montre la figure 2.5 extraite de [89].

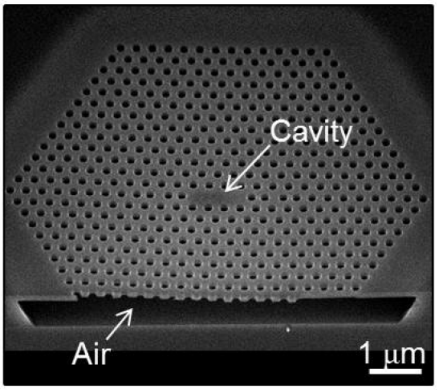


FIGURE 2.5 – Extrait de [89]. Image d'une cavité à cristaux photonique à défaut H3 (formée par l'omission de 3 trous) en GaAs.

La lumière qui se couple à la résonance de la structure reste donc piégée dans la zone de défaut, car elle ne peut se propager dans le cristal photonique. Le champ électrique dans la structure est donc exalté de manière importante, par la résonance, tout en étant confiné dans un très faible volume.
Le but de ces nano-cavités est donc de maximiser le confinement et l'exaltation du champ électrique à ω. Cette exaltation est directement proportionnelle au rapport Q/V entre le facteur de qualité de la cavité et le volume modal [90], le facteur de qualité représentant le nombre d'allers-retours d'un photon piégé dans la cavité.
De plus, l'accord de phase strict n'est pas une condition nécessaire dans les nano-cavités car leurs dimensions typiques sont très inférieures à la longueur de cohérence L_π dans le matériau. Dans ce type de dispositifs, il faut par contre optimiser le recouvrement spatial des champs à ω et 2ω [91, 80, 92].

A partir de ces points, différentes études ont été effectuées pour prouver que ces nano-cavités assuraient une SHG efficace malgré un faible volume d'interaction avec le matériau non-linéaire. Des études ont montrées qu'il était possible d'obtenir des efficacités de conversion très élevées dans le visible ($\approx 430\,\%.\mathrm{W}^{-1}$) pour des puissances de pompe très faibles ($\approx 220\,\mu$W en continu) en réalisant des nano-cavités sur membrane de GaP [93]. Ces grandes efficacités de conversion sont principalement dues à l'utilisation d'un matériau possédant un grand gap électronique, empêchant ainsi l'absorption de l'onde à 2ω ($\lambda_{2\omega} = 750\,$nm) générée dans la cavité.
Ces cavités à cristaux photoniques ont également été utilisées pour étudier un processus non-linéaire d'ordre 2 plus général, appelé la somme de fréquences. Ce processus consiste à générer un signal de fréquence $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ en éclairant le matériau avec 2 faisceaux laser de fréquence ω_1 et ω_2 [73]. Des nano-cavités en GaP pouvant supporter deux modes à deux fréquences différentes ont été utilisées pour étudier ce phénomène [94]. Le spectre de réflectivité linéaire de cette cavité est présenté sur la figure 2.6(a) et permet de distinguer les deux modes à 1504 nm et à 1565 nm. Le spectre des signaux non-linéaires générés est représenté sur la figure 2.6(b) et met en évidence la présence de trois pics. Le pic

du milieu provient de la somme de fréquences des deux faisceaux de pompe tandis que les deux autres pics correspondent au doublage de fréquence de chacune des deux pompes.

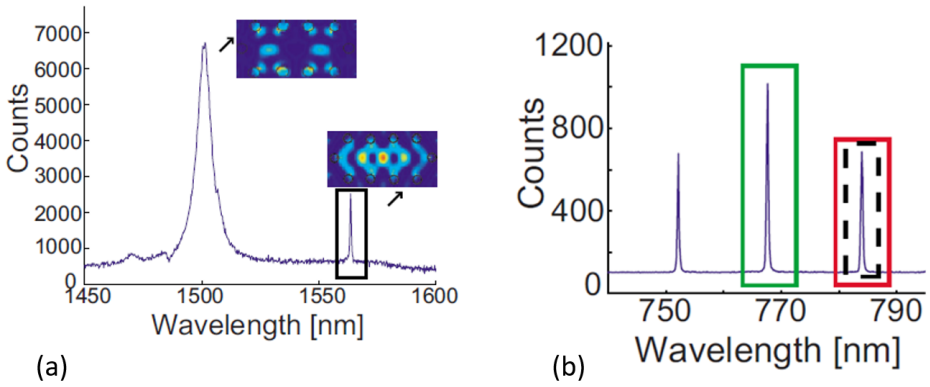


FIGURE 2.6 – Extrait de [94]. (a) Spectre de réflectivité d'une nano-cavité en GaP supportant deux modes. Les cartes de champ des deux modes sont également représentées. (b) Spectre des signaux non-linéaires générés par cette cavité.

Pour contrôler de manière précise le signal de somme de fréquence généré, il faut pouvoir contrôler la longueur d'onde de résonance des deux modes excités de manière indépendantes. Des structures constituées de deux nano-cavités 1D croisées ont été développées pour résoudre ce problème [95], comme montré sur la figure 2.7(a). La cavité est située à l'intersection des deux dispositifs. En contrôlant la période du réseau et la taille de la zone centrale (sans trous), il est possible d'ajuster la longueur d'onde de résonance pour chacune des deux cavités. La figure 2.7(b) montre le spectre de réflectivité de ce type de structures. On retrouve bien deux pics de résonance, de fort facteur de qualité, correspondant à l'excitation des deux modes. La longueur d'onde du signal de somme de fréquences peut donc bien être contrôlée.

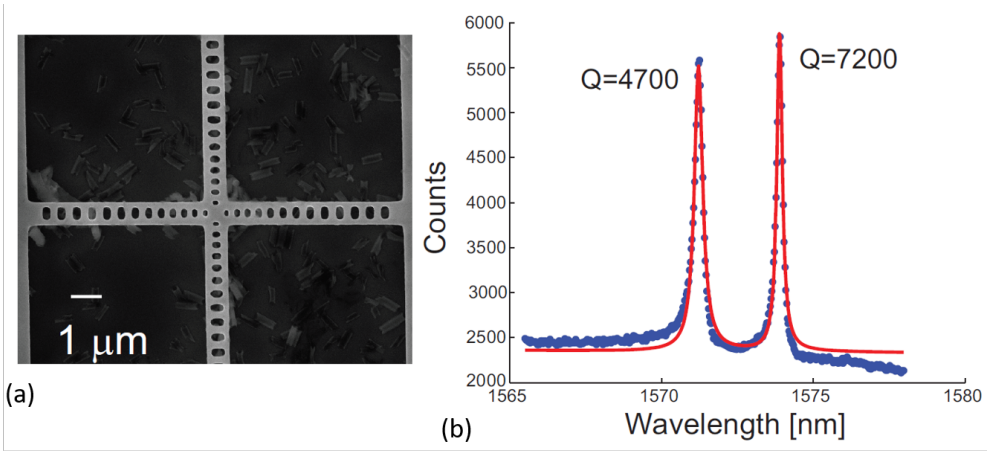


FIGURE 2.7 – Extrait de [95]. (a) Image MEB de deux nano-cavités 1D croisées, en GaAs. (b) Spectre de réflectivité de ce dispositif.

La SHG dans les nano-cavités à également été étudiée pour créer des nano-lasers intégrés sur GaAs [89]. Les nano-cavités sont structurées sur une membrane de GaAs conte-

nant six couches de boîtes quantiques (quantum dots ou QDs) en InAs, comme montré sur le schéma 2.8(a). Ces QDs émettent un spectre large bande (de 900 à 1300 nm) lorsqu'ils sont soumis à une excitation lumineuse ou électronique. Les paramètres géométriques de la nano-cavité, comme la période des trous par exemple, permettent de sélectionner une longueur d'onde de résonance appartenant au spectre d'émission des QDs. Plusieurs nano-cavités de différents paramètres géométriques ont pu être fabriquées et leurs spectres de réflectivité sont présentés dans la figure 2.8(c). On voit sur ces spectres que des pics de résonance de fort facteur de qualité ont pu être obtenus sur toute la gamme spectrale de 900 à 1250 nm. Une SHG efficace a donc pu être obtenue sur la gamme spectrale de 450 à 625 nm, comme le montre la figure 2.8(b). Des images en champ proche de ces cavités ont permis visuellement de confirmer la couleur d'émission des différents nano-lasers (vert, jaune, orange et rouge) 2.8(d). Ce résultat est important car il est très difficile d'obtenir des sources à semi-conducteurs émettant dans le jaune et dans le vert [96, 97].
En modifiant les nano-cavités, de manière à ce qu'elles puissent supporter des résonances multiples, l'étude des nano-lasers a ensuite été étendue à la somme de fréquences [90].

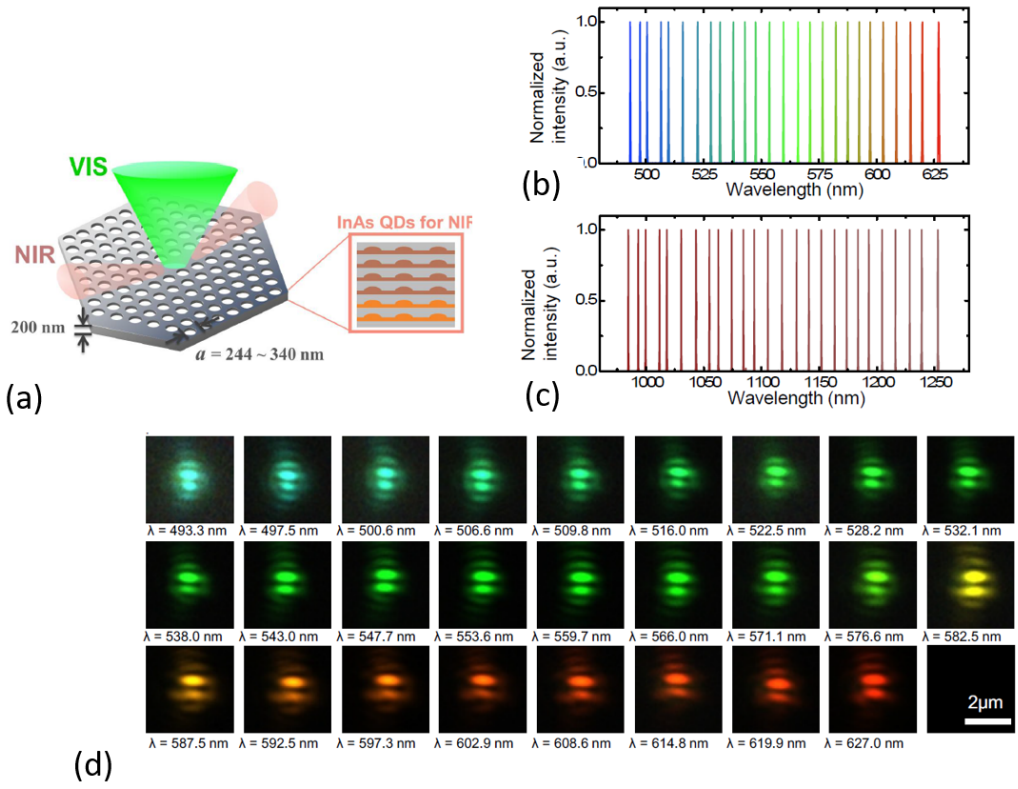


FIGURE 2.8 – Extrait de [89]. (a) Schéma d'un nano-laser sur GaAs. (b) Spectres SHG de différents nano-lasers. (c) Spectres de réflectivité de différents nano-lasers. (d) Image en champ proche de la SHG émise par les différents nano-lasers.

Toutes ces études ont également montré que l'efficacité de conversion évoluait comme le carré du facteur de qualité Q de la nano-cavité. La recherche du facteur de qualité le plus important est donc la voie principalement étudiée dans le domaine des cristaux photoniques non-linéaires.
D'autres études se focalisent plutôt sur le choix du matériau non-linéaire à structurer. Le

tableau 2.1 liste les valeurs du $\chi^{(2)}$ pour différents matériaux, ainsi que leurs gammes de transparence spectrale.

Matériau	$\chi^{(2)}$ [pm.V^{-1}]	Gamme de transparence [μm]
KDP	0,5	$0{,}2 < \lambda < 1{,}5$
KTP	14	$0{,}35 < \lambda < 2{,}7$
$LiNbO_3$	33	$0{,}25 < \lambda < 5{,}3$
$LiTaO_3$	16	$0{,}4 < \lambda < 5{,}5$
GaAs	250	$0{,}9 < \lambda < 17$
GaP	70	$0{,}55 < \lambda < 11$
GaN	20	$0{,}36 < \lambda < 7$
SiC	14	$0{,}37 < \lambda < 5{,}6$

Tableau 2.1 – Coefficients non-linéaires d'ordre deux et gammes de transparence pour différents matériaux non-linéaires.

L'impact de l'orientation cristalline du GaAs sur l'efficacité de conversion dans les nano-cavités a notamment été étudié [98, 99]. Ces résultats ont montrés que l'efficacité de conversion était plus importante dans des couches de GaAs orientées (111) par rapport aux couches orientées (100). Les auteurs expliquent cette augmentation par une combinaison entre la réduction de l'absorption de la lumière à 2ω et un meilleur recouvrement spatial des champs à ω et 2ω dans cette orientation cristalline.
Des dispositifs fabriqués dans des matériaux à grand gap, comme le SiC [100], ont également été étudiés pour minimiser l'absorption de la SHG, qui limite de manière conséquente l'efficacité de conversion des dispositifs actuels basés sur la technologie mature GaAs. De la même façon, la SHG a été étudiée dans des nano-cavités fabriquées sur des couches de GaN [101], qui est un matériau à grand gap transparent dans le visible et le proche infrarouge. D'autres travaux similaires ont été effectués dans des nano-cavités en GaN directement intégrées sur substrat en Si [102, 103], ce qui rend le développement de ces dispositifs plus simple et moins coûteux.
En restant du côté de la photonique intégrée sur Si, des travaux ont montré qu'il était possible d'exalter la SHG d'une nano-cavité en Si en plaçant une monocouche de WSe_2 sur le dessus de la cavité [104]. Un facteur d'exaltation d'au moins 200, par rapport à une nano-cavité simple en Si, a été démontré.
Pour finir sur les matériaux, le $LiNbO_3$ a également été étudié pour réaliser des nano-cavités à cristaux photoniques. Le $LiNbO_3$ est le cristal diélectrique idéal pour réaliser du doublage de fréquence, car il possède de très forts coefficients non-linéaires couplés à une large gamme de transparence dans le visible et le proche infrarouge. Cependant, la structuration de ce matériau s'est avérée complexe et a empêché le développement de la nanophotonique sur $LiNbO_3$ pendant de nombreuses années. Récemment, l'entreprise NanoLN à réussi à fabriquer et commercialiser des couches minces monocristallines de

$LiNbO_3$ sur isolant (LNOI pour Lithium Niobate On Insulator) [105]. La structuration d'une couche de quelques centaines de nm étant beaucoup plus simple que celle d'un substrat épais, des travaux récents ont permis de réaliser des nano-cavités en $LiNbO_3$ avec des facteurs de qualité $Q > 10^5$ [106, 107], soit deux ordres de grandeur de plus que les facteurs de qualité obtenus dans des travaux antérieurs [108, 109, 110, 111, 112].
En outre, de la SHG a été obtenue dans ces cavités avec des puissances de pompe très faibles (quelques dizaines de μW) [113, 114] (voir figure 2.9).

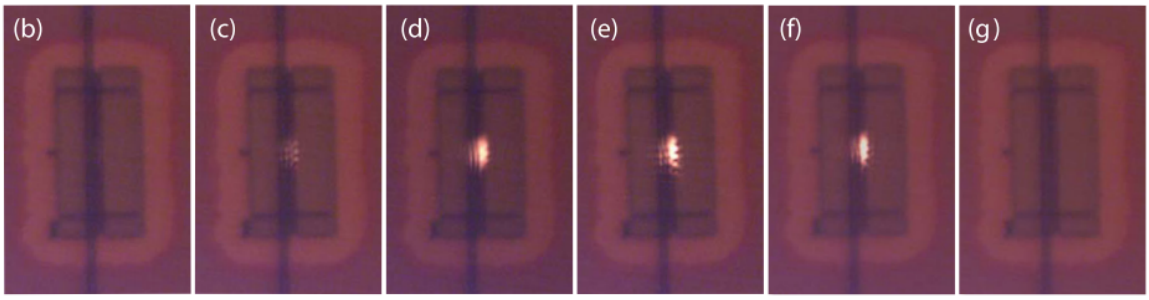


FIGURE 2.9 – Extrait de [113]. Images optiques d'une nano-cavité 1D en $LiNbO_3$ pour différentes longueurs d'onde du laser de pompe.

Pour terminer, il a été montré que des cavités doublement résonnantes à ω et 2ω assurent une efficacité de conversion bien plus importante que des cavités simplement résonnantes à ω [115]. Dans ce type de cavités, l'efficacité de conversion dépend des facteurs de qualité des modes à ω et 2ω ainsi que de leur intégrale de recouvrement spatial. Le problème de cette approche est qu'il est quasiment impossible d'obtenir une bande interdite à la fréquence ω et une bande interdite à la fréquence 2ω simultanément. Très récemment, la première cavité doublement résonnante à cristaux photoniques à été démontrée expérimentalement [103]. Dans ces travaux, le confinement latéral de la lumière à 2ω est assuré par une hétérostructure (figure 2.10) et le confinement vertical est assuré par l'excitation d'un mode BIC (bound state in the continuum). Une efficacité de conversion de $2{,}4\,\%.W^{-1}$ a été démontrée, malgré un facteur de qualité assez faible pour le mode à 2ω par rapport au mode à ω ($Q_\omega = 2.10^4$ et $Q_{2\omega} = 724$).

2.2 Doublage de fréquence dans les GMRFs

Le deuxième type de composants permettant de réaliser de la SHG, sous une excitation par la surface, est le GMRF (Guided-Mode Resonant Filter). Un GMRF est constitué d'un empilement multicouche, qui sert de guide planaire pour l'onde incidente, sur lequel est gravé un réseau sub-longueur d'onde. Ce réseau permet de coupler l'onde incidente avec un des modes du guide planaire via un ordre de diffraction évanescent du réseau [14]. Lorsque le couplage se produit, un fort champ électrique localisé se trouve confiné dans le guide d'onde. Pour obtenir une excitation efficace du mode guidé avec des réseaux à faible contraste d'indice, l'onde incidente doit interagir avec un grand nombre de périodes du réseau. Le faisceau d'excitation de ces dispositifs possède donc un diamètre de l'ordre du millimètre. Expérimentalement les GMRFs sont donc très intéressants pour étudier ces phénomènes non-linéaires car il est très simple d'obtenir ce type de faisceaux de pompe, contrairement aux nano-cavités qui nécessitent des faisceaux de très faible diamètre (de l'ordre de λ). Le couplage du faisceau incident dans la structure est donc beaucoup plus

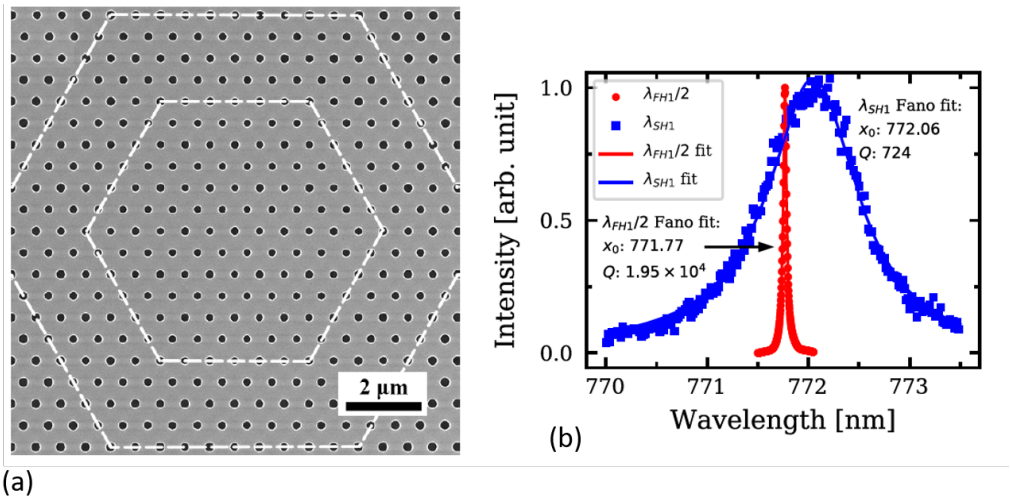


FIGURE 2.10 – Extrait de [103]. (a) Image MEB de la cavité doublement résonante en GaN. (b) Spectres à ω et 2ω de la cavité doublement résonante.

simple dans les GMRFs que dans les nano-cavités. Cependant, les tailles de ces dispositifs font qu'il n'est plus possible de s'affranchir de l'accord de phase pour obtenir des efficacités de conversion importante.
Parmi les quelques études de SHG dans les GMRFs, très peu ont communiqué les efficacités de conversion obtenues dans leurs dispositifs. En effet, le but principal de ces études étaient de démontrer le bénéfice de l'exaltation du champ de pompe sur la SHG et non pas de quantifier l'efficacité de conversion. Il est donc difficile de les comparer avec le reste de la littérature.

La première démonstration expérimentale de SHG dans un GMRF a été réalisée sur une structure en polymère [85]. La structure a été illuminée en incidence oblique et le réseau a été calculé pour permettre l'accord de phase entre deux modes contrapropagatifs (à ω et 2ω) par l'ordre 3 du réseau, comme montré sur la figure 2.11(a). La figure 2.11(b) représente le spectre angulaire SHG de ce GMRF pour deux longueurs d'onde : pour la première, l'accord de phase est assuré (pointillés) et pour la seconde il ne l'est pas (trait plein). On observe clairement sur cette figure une nette augmentation de l'efficacité de conversion lorsque la condition d'accord de phase est respectée.

D'autres travaux ont également montré que des GMRFs fabriqués entièrement en polymères permettaient d'augmenter de plus d'un ordre de grandeur l'intensité de SHG par rapport à un échantillon non-structuré [116]. L'avantage des matériaux polymères est leur facilité de dépôt et de structuration par rapport aux diélectriques et aux semi-conducteurs classiques. Cependant leurs coefficients non linéaires sont en général très faibles.
Ces polymères peuvent également être déposés directement sur un GMRF fabriqué à partir de matériaux « linéaires » [117, 118]. La forte augmentation de l'efficacité de conversion provient alors du fort champ électrique à l'interface du réseau, qui interagit avec le polymère (voir figure 2.12). La SHG a ainsi pu être augmentée d'un facteur 3650 par rapport à la même structure sans la couche de polymère.

D'autres études ont montré qu'en exaltant le champ électrique dans la structure de manière très importante, il était possible de réaliser du doublage de fréquence dans un GMRF possédant un guide en TiO_2 corrugué [119, 120]. Le TiO_2 est un diélectrique centrosymétrique qui ne permet pas de réaliser de SHG. Cependant la rupture de symétrie du matériau à ses interfaces, combinée avec un champ électrique local très intense, rend

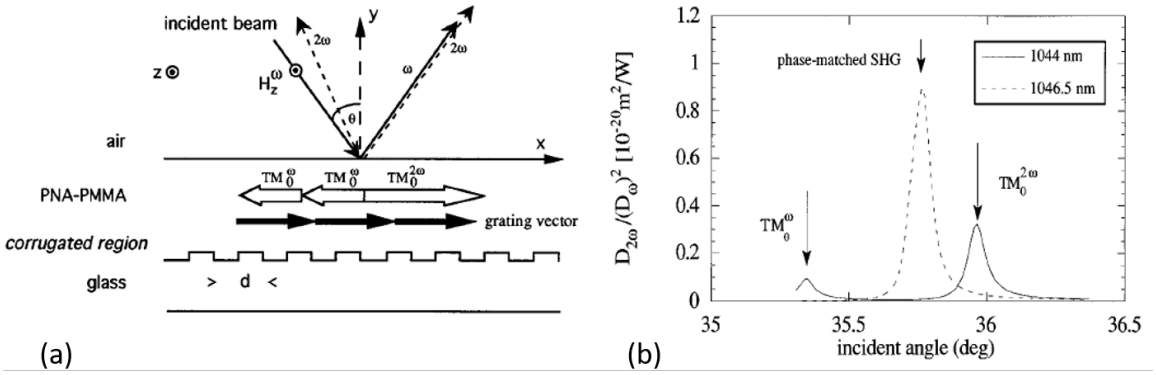


FIGURE 2.11 – Extrait de [85]. (a) Schéma d'un GMRF permettant le couplage entre deux modes contrapropagatifs aux fréquences ω et 2ω. (b) Spectre angulaire SHG obtenu pour deux longueurs d'ondes différentes.

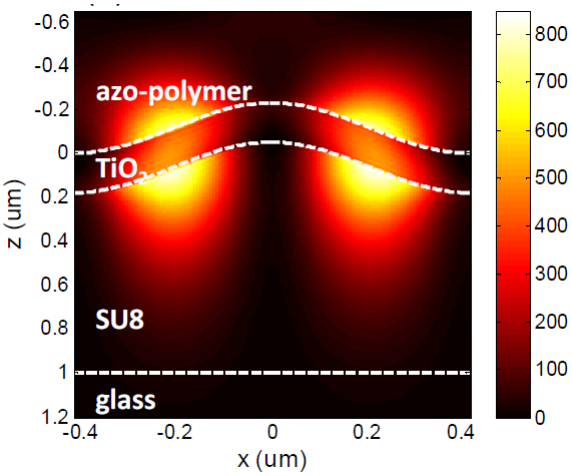


FIGURE 2.12 – Extrait de [118]. Carte de l'intensité du champ électrique à ω du mode TM du GMRF.

possible l'exaltation de la SHG. Un facteur d'exaltation de 5500 a été démontré dans ces structures par rapport à la même structure sans corrugation.

Pour finir, des matériaux « CMOS-compatibles » comme le SiN ont montré de forts coefficients non-linéaires d'ordre 2 (2,5 pm/V) sous certaines conditions de dépôt [121]. Cette valeur est deux ordres de grandeur supérieure à celle obtenue dans le Si_3N_4 et environ trois fois supérieure à celle obtenue dans un cristal de KDP.
Une exaltation importante de la SHG a ensuite été démontrée à la résonance d'un GMRF constitué de ce SiN [84, 122], comme le montre la figure 2.13(a). Un facteur d'exaltation de 1000 a été mesuré dans le GMRF par rapport au même empilement sans structuration (figure 2.13(b)). Une efficacité de conversion de $1{,}5 \times 10^{-4}\,\%.W^{-1}$ classe ce GMRF bien en deçà des meilleures cavités à cristaux photoniques et des guides rubans. Cette faible efficacité est probablement due au fait que la structure ne permet pas l'accord de phase entre les ondes à ω et 2ω et ne profite donc pas pleinement du volume modal très important stimulé.

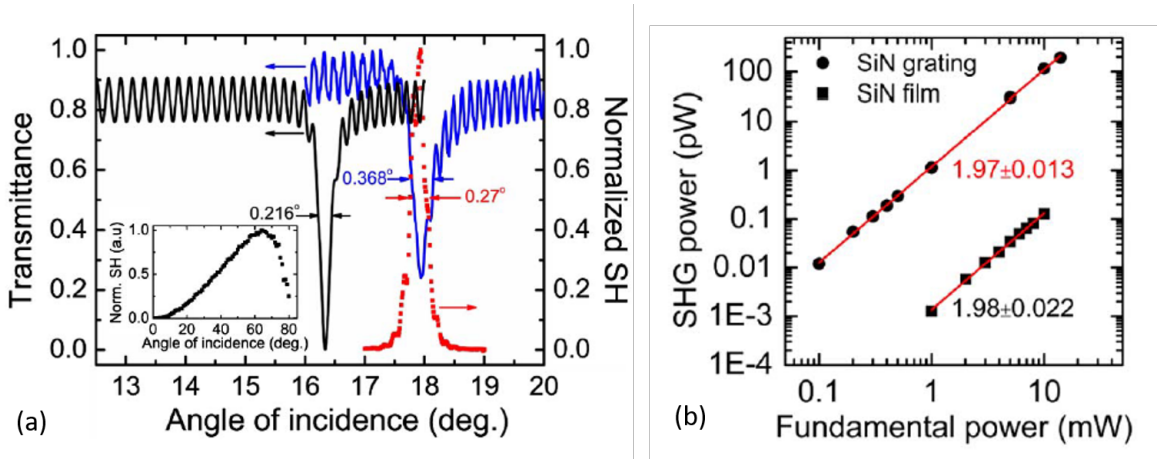


FIGURE 2.13 – Extrait de [84]. (a) Spectre de transmission théorique (noir) et expérimental (bleu) du GMRF. Le spectre SHG expérimental émis par ce GMRF est représenté par la courbe rouge. (b) Comparaison de l'intensité de SHG en fonction de la puissance de pompe, pour le GMRF et l'empilement non structuré.

2.3 Doublage de fréquence dans les guides rubans

Pour finir, la SHG est majoritairement étudiée dans les guides d'ondes rubans. En partant d'un guide d'onde planaire classique, il est possible de réaliser un confinement latéral en gravant, ou en « micro-sciant », un ruban de matériau [123], comme montré sur la figure 2.14. Le saut d'indice entre le matériau constituant le guide et le matériau qui l'entoure (le plus souvent de l'air) permet d'obtenir une réflexion totale de la lumière à l'intérieur du ruban de matériau. De plus, les pertes dans ces guides sont très faibles car il n'y a pas d'élément diffractant (comme un réseau par exemple), seules les pertes liées à la nature du matériau ainsi qu'à sa rugosité de surface sont présentes dans ces dispositifs. La lumière est donc injectée par un bout du guide et se propage jusqu'à l'autre sans couplage possible vers l'extérieur. La section de ces guides est souvent faible (quelques μm^2), mais leur longueur est très élevée (quelques mm voir cm). Pour le volume modal, ces guides rubans se placent donc entre les nano-cavités et les GMRFs (voir figure 2.4).

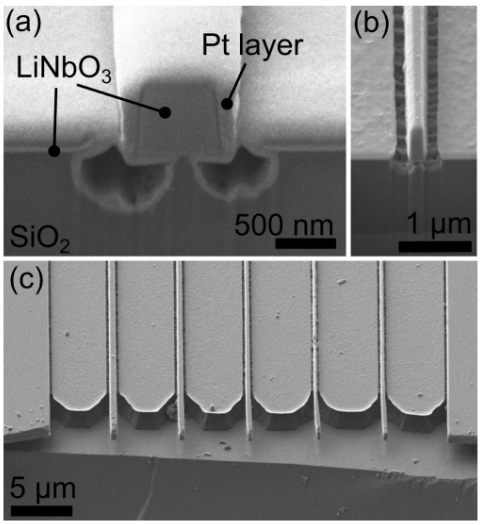


FIGURE 2.14 – Images MEB de guides rubans en $LiNbO_3$.

Le $LiNbO_3$ est le matériau le plus utilisé pour réaliser de la SHG dans les guides rubans, malgré la difficulté de le structurer. L'avantage de ce cristal est qu'il possède de très forts coefficients non-linéaires ($\approx 30\,pm/V$) et que c'est un matériau ferroélectrique. La ferroélectricité consiste à pouvoir inverser la polarisation électrique d'un matériau en appliquant un fort champ électrique local. Cette inversion a pour conséquence de changer localement le signe du coefficient non-linéaire d'ordre 2 du matériau. En inversant périodiquement la polarisation du $LiNbO_3$ (PPLN pour Periodically Poled Lithium Niobate), il est possible de compenser le déphasage entre l'onde à ω et l'onde à 2ω lors de la SHG [124]. Ce phénomène est connu sous le nom de quasi-accord de phase [125]. En utilisant le $LiNbO_3$ pour les guides rubans, il est donc possible de réaliser des dispositifs où le volume d'interaction entre l'onde à ω et le matériau non-linéaire est très important, tout en étant dans des conditions où l'accord de phase est respecté.
De nombreuses études, utilisant des guides PPLN, ont démontrées des efficacités de conversion phénoménales comparées à celles obtenues dans les nano-cavités ou dans les GMRFs : $2\,600\,\%.W^{-1}$ [126], $3\,757\,\%.W^{-1}$ [127], $4\,600\,\%.W^{-1}$ [128], etc. Ces efficacités de conversion atteignent même $250\,000\,\%.W^{-1}$ lorsque le guide PPLN est utilisé en micro-résonateur [129]. Pour comparer ces structures, les efficacités de conversion normalisées pour une longueur de guide de 1 cm ont été prises en compte.
D'autres types d'accord de phase ont également été réalisés pour s'affranchir de la technique PPLN. Des métasurfaces à gradient de phase ont, par exemple, été utilisées pour coupler la SHG dans des modes d'ordres supérieurs [130], comme le montre la figure 2.15. Le gradient permet d'empêcher la conversion inverse du signal à la fréquence 2ω vers le signal à la fréquence de pompe ω. La SHG devient donc de plus en plus importante, au fur et à mesure de la propagation dans le guide. Des efficacités de conversion importantes ($\eta = 1\,660\,\%.W^{-1}$) ont été mesurées pour ce type de dispositifs.

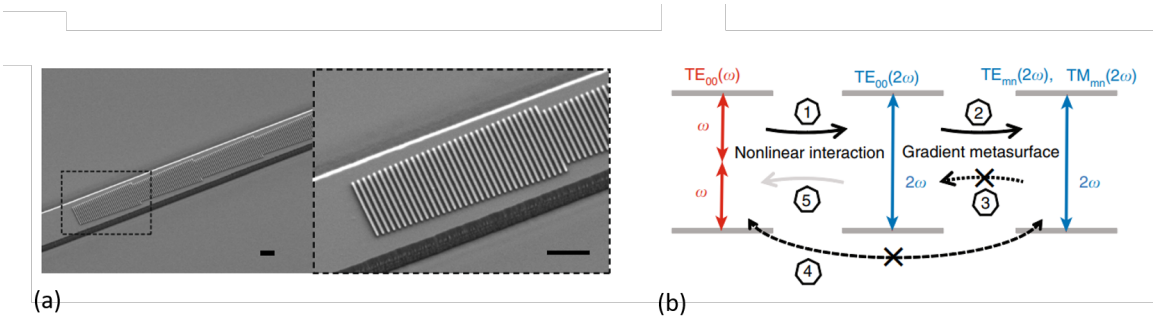


FIGURE 2.15 – Extrait de [130]. (a) Images MEB d'une métasurface à gradient de phase sur un guide de $LiNbO_3$. (b) Schéma du processus de conversion du mode fondamental $TE_0(2\omega)$ vers des modes d'ordres supérieurs $TE_{mn}(2\omega)$ et $TM_{mn}(2\omega)$ par cette métasurface.

2.4 Conclusion

Pour conclure, la nanophotonique est un domaine particulièrement intéressant pour étudier et exploiter des effets non-linéaires, en partie grâce aux fortes exaltations de champs possibles dans les différentes structures qui ont été développées. Parmi les structures les plus étudiées on retrouve les cavités à cristaux photoniques, les GMRFs et les guides rubans. Ces 3 structures possèdent des volumes d'interactions entre le mode et le

matériau non-linéaire très différents, ce qui mène donc à des efficacités de conversion très différentes. Cependant ces efficacités de conversion sont souvent limitées par le déphasage entre l'onde de pompe à ω et l'onde générée à 2ω, lorsque la taille des structures est supérieure à celle de la longueur de cohérence dans le matériau.
Dans le cas des nano-cavités, ce déphasage n'a pas d'influence car les dimensions modales sont très inférieures aux longueurs de cohérence mises en jeu. L'efficacité de conversion est donc principalement limitée par le facteur de qualité Q de la structure, c'est à dire le temps de vie des photons dans la cavité, et le recouvrement entre les modes.
Au contraire, les GMRFs et les guides possèdent les volumes modaux les plus importants. Ils sont donc très limités par le déphasage entre les deux ondes. Des méthodes ont donc été développées, dans ces structures, pour être dans des conditions de quasi-accord de phase. Ce quasi-accord de phase a permis aux guides rubans de devenir les dispositifs nanophotoniques possédant, de loin, les plus grandes efficacités de conversion mesurées.
Une des questions de cette thèse est donc d'évaluer l'intérêt du CRIGF, par rapport aux autres structures, pour étudier la SHG. Un premier avantage de cette structure est qu'elle permet l'utilisation de faisceaux de pompe très focalisés et donc de champs locaux très intenses, contrairement aux GMRFs et aux guides rubans. Cette forte focalisation reste tout de même facilement atteignable avec des optiques classiques, contrairement aux nano-cavités qui nécessitent des tailles de faisceaux inférieures à la longueur d'onde d'excitation. De plus, dans un CRIGF fonctionnant à une longueur d'onde de 1550 nm, le volume modal typique est d'environ $30\,\mu m^3$. Comme dans l'introduction, nous traçons l'efficacité de conversion en fonction du volume modal pour les différents dispositifs en ajoutant la position potentielle du CRIGF (figure 2.16).
Nous représentons les CRIGFs par une ligne pointillée magenta car les efficacités de

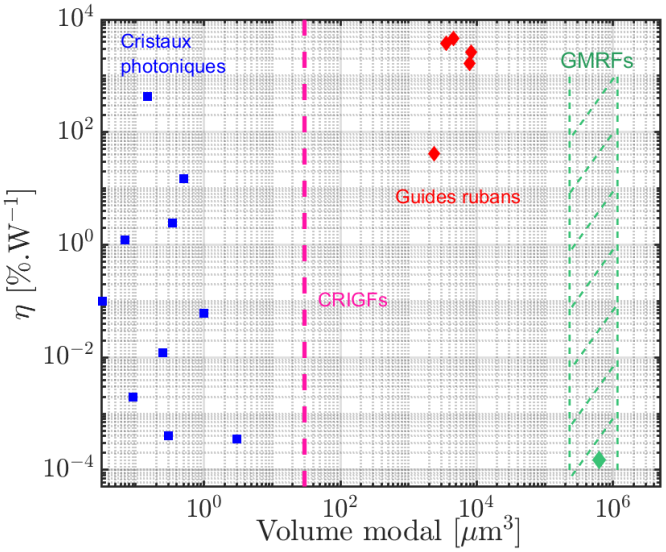


FIGURE 2.16 – Classement des familles de dispositifs nanophotoniques en fonction de leurs efficacités de conversion et de leurs volumes modaux. Les guides rubans sont tous normalisés à une longueur de 1 cm.

conversion possibles dans ces dispositifs sont inconnues pour le moment. Nous voyons que les CRIGFs sont dans une gamme de volumes intermédiaire entre les nano-cavités et les guides rubans. Un des objectifs de cette thèse est donc de comparer les premiers résultats de l'efficacité de conversion des CRIGFs par rapport aux autres structures existantes.

Chapitre 3

Méthodes de modélisation

3.1 Modélisation du CRIGF en régime linéaire par FMM

Dans cette partie, nous allons présenter la Méthode Modale de Fourier (FMM) également appelée Rigorous Coupled Wave Analysis (RCWA) [61]. Cette méthode est une méthode numérique rigoureuse permettant de calculer la réponse en réflexion et en transmission d'une structure infiniment périodique. Pour cela, le champ électrique, le champ magnétique et la permittivité diélectrique du matériau sont décrits comme des séries de Floquet-Bloch, tout comme dans la méthode différentielle [131, 132]. Ces trois grandeurs sont ensuite insérées dans les équations de Maxwell, ce qui permet de se ramener à un problème aux valeurs propres. Le cas le plus simple est celui d'un réseau de période Λ uni-dimensionnel dans la direction x et considéré comme infini dans la direction y, comme montré sur la figure 3.1.

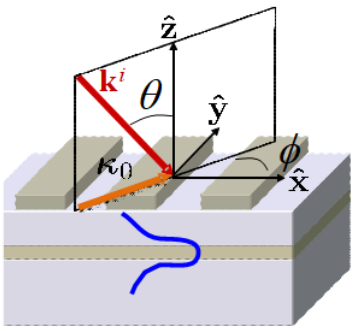


FIGURE 3.1 – Schéma d'un réseau infini uni-dimensionnel de période Λ éclairé par une onde plane.

Ce réseau est éclairé par une onde plane dont le vecteur d'onde $\vec{k_i}$ forme un angle θ avec l'axe z. Le plan d'incidence, formé par k_i et z, forme un angle ϕ avec l'axe x. On note $\alpha_0 = \frac{2\pi}{\lambda}\sin\theta\cos\phi$ et $\beta_0 = \frac{2\pi}{\lambda}\sin\theta\sin\phi$ les composantes de $\vec{k_i}$ selon les axes x et y. Dans cet exemple, les matériaux sont considérés comme non-magnétiques ($\mu = 1$), homogènes et isotropes. Nous partons donc des équations de Maxwell (en régime harmonique avec une dépendance en $\exp(-i\omega t)$) afin d'expliquer cette méthode (voir équations suivantes) :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E}_\omega = i\omega\mu_0\vec{H}_\omega \tag{3.1}$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H}_\omega = -i\omega\epsilon_0\epsilon_\omega\vec{E}_\omega \tag{3.2}$$

$\vec{E}_\omega$ et $\vec{H}_\omega$ sont les champs électrique et magnétique dans le réseau et ϵ_ω est la permittivité relative du réseau à la fréquence ω.
Cette structure étant périodique, les composantes des champs électrique et magnétique peuvent être décrites comme des séries de Floquet-Bloch :

$$\vec{E}_\omega = \sum_m \vec{E}_m \exp\left(i\alpha_m x + i\beta_0 y\right) \tag{3.3}$$

$$\vec{H}_\omega = \sum_m \vec{H}_m \exp\left(i\alpha_m x + i\beta_0 y\right) \tag{3.4}$$

avec $\alpha_m = \alpha_0 + m\frac{2\pi}{\Lambda}$ avec Λ la période du réseau.

En insérant ces deux séries de Floquet-Bloch dans les équations de Maxwell, le système peut se ré-écrire sous forme matricielle [133] (équation (3.5)). Dans l'article [133], les milieux considérés sont isotropes.

$$\frac{dF_\omega}{dz} = iM_\omega F_\omega \tag{3.5}$$

F_ω est un vecteur $4N\times 1$ contenant les harmoniques tangentielles des champs électrique (E_x et E_y) et magnétique (H_x et H_y) et M_ω est une matrice $4N \times 4N$ où N est relié au nombre d'harmoniques retenues dans la troncature des séries de Floquet-Bloch.
On pose ensuite $M_\omega = V_\omega B_\omega V_\omega^{-1}$ avec V_ω une matrice $4N \times 4N$ contenant les vecteurs propres de la matrice M_ω et B_ω la matrice $4N \times 4N$ diagonale contenant les valeurs propres γ de la matrice M_ω. Dans le cas d'un matériau isotrope, les valeurs propres se séparent en deux ensembles : Un premier ensemble contenant les valeurs propres $+\gamma$ et un deuxième ensemble contenant les valeurs propres $-\gamma$.
En développant l'équation (3.5), nous pouvons en déduire les solutions de ce système d'équations différentielles :

$$F_\omega(z) = V_\omega \Phi_\omega(z - z_0) V_\omega^{-1} F_\omega(z_0) \tag{3.6}$$

avec $\Phi_\omega(z - z_0) = \exp\left(iB_\omega(z - z_0)\right)$.

En développant cette équation, nous pouvons parvenir à une expression permettant de relier les composantes tangentielles des champs à des ondes se propageant vers le haut et le bas de la structure (équation (3.7)).

$$F_\omega(z) = V_\omega \begin{pmatrix} [\exp\left(i\gamma(z - z_0)\right)] & 0 \\ 0 & [\exp\left(-i\gamma(z - z_0)\right)] \end{pmatrix} \begin{pmatrix} [U(z_0)] \\ [D(z_0)] \end{pmatrix} \tag{3.7}$$

$[U]$ et $[D]$ représentent respectivement les amplitudes des ondes se propageant vers le haut et vers le bas dans chaque couche de la structure. Le champ est ensuite calculé dans toute la structure en appliquant les conditions de continuité aux différentes interfaces. L'algorithme de la matrice S est utilisé pour plus de stabilité numérique [134].

La FMM est donc utilisée pour décrire des structures périodiques et la troncature N est choisie de manière à prendre en compte suffisamment d'ordres propagatifs et évanescents

(de $-N$ à $+N$) pour obtenir un compromis entre la bonne convergence des résultats et un temps de calcul raisonnable. Cette troncature dépend d'un grand nombre de paramètres comme par exemple la taille de la période de la structure, la nature des matériaux utilisés et la complexité du motif. Pour une structure périodique sub-longueur d'onde formée d'un motif de base simple en matériau diélectrique (un GC infini par exemple), ce nombre de coefficient de Fourier est relativement petit (de -3 à $+3$) et la méthode converge donc rapidement.
En revanche, dans le cas de la structure CRIGF, cette méthode ne peut pas être appliquée directement car le CRIGF est une structure très complexe de quelques centaines de longueurs d'onde de long, structurée à l'échelle de la longueur d'onde. Ce n'est donc pas une structure périodique. Pour contourner ce problème, un code FMM a été adapté par des chercheurs de l'équipe CLARTE de l'Institut Fresnel [63]. Ce code repose sur une périodisation artificielle du CRIGF (technique de la super-cellule). Cette technique consiste à considérer le CRIGF entier comme le motif élémentaire d'un réseau infiniment périodique. Chaque CRIGF est séparé de ses voisins par des couches absorbantes artificielles.

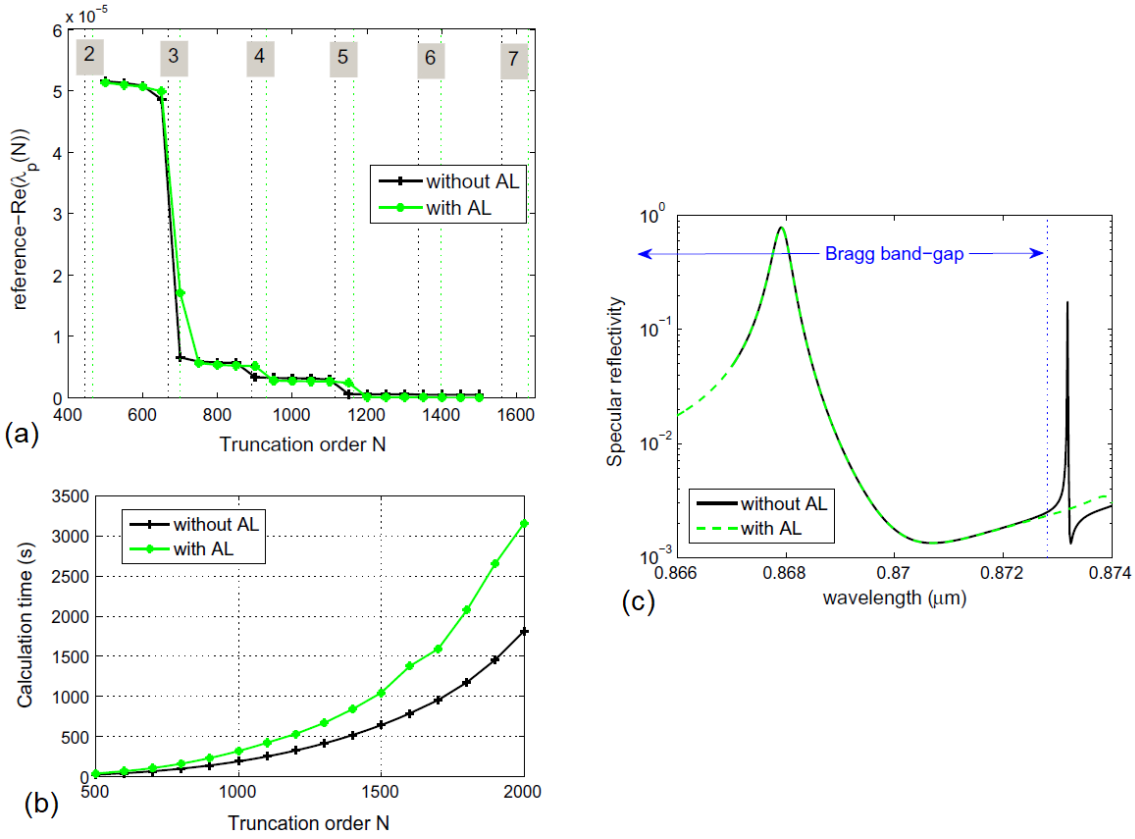


FIGURE 3.2 – Extrait de [63]. (a) Convergence de la FMM dans le cas d'un CRIGF en fonction du nombre de coefficients de Fourier utilisés. (b) Temps de calcul, par FMM, de la réflectivité d'un CRIGF en fonction du nombre de coefficient de Fourier utilisés. (c) Spectre de réflectivité d'un CRIGF avec couches absorbantes (vert) et sans couches absorbantes (noir).

Les résultats de convergence de la FMM dans le cas d'un CRIGF, de longueur totale $L = 123\,\mu$m, sont présentés sur la figure 3.2. Pour cette structure, la période du GC est de 530 nm.
Le pôle en longueur d'onde du déterminant de la matrice de diffraction de la structure,

reliant le champ diffracté au champ incident, a été calculé pour différents ordres de troncature. Le pôle représente la longueur d'onde propre d'un mode de la structure. La figure 3.2(a) représente l'écart entre la partie réelle du pôle et la référence (calcul convergé) en fonction de l'ordre de troncature N utilisé. Le nombre d'ordres diffractés du GC pris en compte dans la modélisation est calculé par la relation (3.8) et est représenté sur la figure 3.2(a) (encadrés gris). Cette relation donne la correspondance entre le nombre d'ordres de troncature du CRIGF et le nombre d'ordres de diffraction du GC :

$$m = \left\lfloor \frac{N\Lambda_{GC}}{L} \right\rfloor \tag{3.8}$$

avec N le nombre d'harmoniques de Fourier à prendre en compte dans le cas du CRIGF, L la longueur du motif élémentaire utilisé pour modéliser le CRIGF, m le nombre d'ordres diffractés du GC et Λ_{GC} la période du GC. La notation $\lfloor . \rfloor$ représente la fonction partie entière.
Sur la figure 3.2(a), l'écart entre le pôle et la référence décroît par palier avec le nombre d'harmoniques utilisé. Chaque palier correspond à la prise en compte d'un ordre de diffraction supplémentaire du GC. L'écart entre les paliers devient négligeable lorsque N=700, ce qui correspond à 3 ordres de diffraction du GC. Ce résultat est directement lié à au nombre d'ordres diffractés nécessaire pour décrire correctement un GMRF (-3 à 3). La troncature à utiliser pour un CRIGF doit donc permettre de prendre en compte 3 ordres diffractés du GC qui le compose pour obtenir un calcul convergé.

La figure 3.2(b) montre l'évolution du temps de calcul d'un point (en longueur d'onde) de la réflectivité du CRIGF. Pour $N = 800$, le temps de calcul est de 102 s sans couches absorbantes (noir), et de 167 s avec couches absorbantes (vert). Cette différence provient du fait que les couches possédant des régions absorbantes en bords de cellule sont considérées comme des réseaux et non plus comme des couches homogènes. Numériquement, la structure est donc considérée comme un empilement de couches réseaux. Tracer un spectre complet, suffisamment convergé, demande donc un temps de calcul important.
Sur la figure 3.2(c), le spectre de la réflectivité de la structure est tracé avec couches absorbantes (vert) et sans couches absorbantes (noir). On remarque que, lorsque la longueur d'onde est située dans le gap de Bragg (c'est à dire la stop-band des DBRs), les deux courbes sont quasiment identiques. En revanche, lorsque la longueur d'onde est en dehors du gap de Bragg, on observe un deuxième pic de réflectivité dans le cas de la structure sans couches absorbantes. Ce pic est probablement dû à la communication entre deux cellules adjacentes, qui ne peut se produire dans le cas ou les cellules sont isolées par des couches absorbantes. Ce pic n'est donc pas une résonance observable expérimentalement dans un CRIGF. Les courbes sont identiques dans le gap de Bragg, car les DBRs sont suffisamment longs pour permettre de réfléchir la quasi-totalité du mode et d'empêcher les champs de deux structures adjacentes de communiquer, même en l'absence de couches absorbantes. Il est donc important de garder les couches absorbantes en bords de structure pour modéliser le CRIGF, en particulier pour les longueurs d'onde tombant en dehors du gap de Bragg.

3.2 Modélisation de la génération de seconde harmonique dans un CRIGF

Pour modéliser le phénomène de génération de seconde harmonique (SHG) dans les structures CRIGFs, les équations intervenant dans le code de l'Institut Fresnel doivent être modifiées, comme décrit dans [135, 136]. Nous repartons donc de la définition des champs électromagnétiques $\vec{E}$ et $\vec{H}$ en notation complexe et nous supposons que ces champs n'existent qu'à la fréquence fondamentale ω et la fréquence de SHG 2ω :

$$\vec{E}(t) = \vec{E}_{\omega} \exp(-i\omega t) + \vec{E}_{2\omega} \exp(-i2\omega t) \tag{3.9}$$

$$\vec{H}(t) = \vec{H}_{\omega} \exp(-i\omega t) + \vec{H}_{2\omega} \exp(-i2\omega t) \tag{3.10}$$

Les champs à la fréquence 2ω sont générés à partir d'un terme source qui correspond à la polarisation non-linéaire d'ordre 2 du matériau. Cette polarisation d'ordre 2 est usuellement définie par l'équation (3.11), en supposant une réponse instantanée et locale du matériau au champ électrique (absorption et dispersion négligeables) [73] et avec sommation implicite sur les indices j et k.

$$\tilde{P}_i^{(2)}(t) = 2\chi_{ijk}^{(2)} \tilde{E}_j(t) \tilde{E}_k(t) \tag{3.11}$$

$\vec{\tilde{P}}^{(2)}$ est la polarisation d'ordre 2 réelle, $\chi_{ijk}^{(2)}$ est le tenseur de susceptibilité d'ordre deux et $\vec{\tilde{E}} = \frac{1}{2}(\vec{E}(t) + \vec{E}^*(t))$ le champ électrique réel appliqué au matériau non-linéaire, $\vec{E}^*(t)$ étant le complexe conjugué de $\vec{E}(t)$. Les indices i, j et k correspondent aux composantes x, y et z de ces différents vecteurs. En remplaçant $\vec{\tilde{E}}(t)$ par son expression, l'équation (3.11) devient :

$$\begin{aligned}\tilde{P}_i^{(2)}(t) = \frac{1}{2}\chi_{ijk}^{(2)} &[E_{\omega,j} \exp(-i\omega t) + E_{2\omega,j} \exp(-i2\omega t) + E_{\omega,j}^* \exp(i\omega t) + E_{2\omega,j}^* \exp(i2\omega t)] \\ &\times [E_{\omega,k} \exp(-i\omega t) + E_{2\omega,k} \exp(-i2\omega t) + E_{\omega,k}^* \exp(i\omega t) + E_{2\omega,k}^* \exp(i2\omega t)]\end{aligned} \tag{3.12}$$

La polarisation non-linéaire est donc une somme de termes faisant intervenir les champs à ω et 2ω. Ces termes vont être responsables des différents processus d'ordre 2 possibles dont le doublage de fréquence et la rectification optique. Tous ces termes croisés rendent la modélisation de ces effets extrêmement complexe. Pour simplifier le problème et se limiter au cas du doublage de fréquence, nous utilisons l'approximation de la pompe non-déplétée. Cette approximation consiste à considérer l'efficacité de conversion comme très faible. L'intensité du signal de pompe à ω n'est donc pas diminuée par la création de l'onde à 2ω et les effets de conversion inverse, entrainant la conversion de l'onde à 2ω vers l'onde à ω, sont également négligés. En pratique nous considérons que $E_{2\omega} \ll E_{\omega}$ et nous pouvons donc négliger tous les termes faisant intervenir le champ à 2ω et les termes générés à la fréquence ω. Nous ne prenons pas en compte le terme de rectification optique, source d'un champ statique, qui ne nous intéresse pas. L'équation précédente devient donc :

$$\tilde{P}_i^{(2)} = \frac{1}{2}\chi_{ijk}^{(2)} [E_{\omega,j} E_{\omega,k} \exp(-i2\omega t) + E_{\omega,j}^* E_{\omega,k}^* \exp(i2\omega t)] \tag{3.13}$$

Nous pouvons récrire cette expression sous la forme de l'équation (3.14).

$$\tilde{P}_i^{(2)} = P_{2\omega,i}^{(2)} \exp\left(-i2\omega t\right) + c.c \tag{3.14}$$

$$\text{et } P_{2\omega,i}^{(2)} = \frac{1}{2}\chi_{ijk}^{(2)} E_{\omega,j} E_{\omega,k} \tag{3.15}$$

Le terme $c.c$ représente le complexe conjugué de l'expression. L'indice i représente la composante x, y ou z du vecteur de polarisation. En notation vectorielle condensée, ce terme s'écrit :

$$\vec{P}_{2\omega}^{(2)} = \frac{1}{2}\overline{\overline{\chi}}^{(2)} \vec{E}_\omega \vec{E}_\omega \tag{3.16}$$

avec $\overline{\overline{\chi}}^{(2)}$ le tenseur de rang 3 de la susceptibilité d'ordre 2.
C'est ce terme à 2ω qui permet donc de générer le champ de seconde harmonique $\vec{E}_{2\omega}$.
Les équations de Maxwell conduisent alors à deux systèmes d'équations : un système à la fréquence fondamentale et un système à la fréquence 2ω. Le système à la fréquence ω est le même que précédemment (équations (3.1) et (3.2)) et le système à la fréquence 2ω est le suivant :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E}_{2\omega} = i2\omega\mu_0 \vec{H}_{2\omega} \tag{3.17}$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H}_{2\omega} = -i2\omega\epsilon_0(\epsilon_{2\omega}\vec{E}_{2\omega} + \vec{P}_{2\omega}^{(2)}) \tag{3.18}$$

où $\epsilon_{2\omega}$ est la permittivité diélectrique du matériau à la fréquence 2ω. Remarquons que nous négligeons la dispersion autour des fréquences ω et 2ω, mais nous la prenons en compte pour passer de l'une à l'autre.
Il faut donc tout d'abord résoudre les équations de Maxwell à la fréquence ω (équations (3.1) et (3.2)) afin d'obtenir le champ $\vec{E}_\omega$. Ce champ est ensuite utilisé pour calculer le terme $\vec{P}_{2\omega}^{(2)}$, source du champ à 2ω. Pour déterminer le champ de la SHG $\vec{E}_{2\omega}$, ce terme est injecté dans les équations de Maxwell à la fréquence 2ω.

Pour résoudre ce problème, nous supposons que le champ à ω est connu car nous avons résolu les équations linéaires dans la partie précédente. Nous supposons que la susceptibilité non-linéaire d'ordre deux est périodique de période L, et nous utilisons sa décomposition en série de Floquet-Bloch (en notation vectorielle) :

$$\overline{\overline{\chi}}^{(2)} = \sum_p \overline{\overline{\chi}}_p^{(2)} \exp\left(i\frac{2\pi}{L}p\right) \tag{3.19}$$

avec L la taille de la cellule.
En restant en notation vectorielle et en injectant les équations (3.3) et (3.19) dans l'équation (3.16), nous pouvons développer le terme source $\vec{P}_{2\omega}^{(2)}$ (équation (3.20)).

$$\vec{P}_{2\omega}^{(2)} = \frac{1}{2}\sum_p \sum_m \sum_n \overline{\overline{\chi}}_p^{(2)} \vec{E}_m \vec{E}_n \exp\left[i\left(2\alpha_0 + (p+m+n)\frac{2\pi}{L}\right)x + i2\beta_0 y\right] \tag{3.20}$$

En posant $q = p + m + n$, les fréquences spatiales du problème à la fréquence 2ω s'écrivent $\alpha_q^{'} = 2\alpha_0 + q\frac{2\pi}{L}$ et on peut écrire :

$$\vec{P}_{2\omega}^{(2)} = \frac{1}{2}\sum_q \sum_p \sum_n \bar{\bar{\chi}}_p^{(2)} \vec{E}_{q-p-n}\vec{E}_n \exp\left[i(\alpha_q^{'}x + i2\beta_0 y)\right] \tag{3.21}$$

$\vec{P}_{2\omega}^{(2)}$ s'écrit ainsi sous la forme d'une série de Floquet-Bloch de fréquence spatiale $\alpha_q^{'}$ selon x. Ce terme correspond à la source du champ à la fréquence 2ω, nous écrivons donc également les champs à 2ω sous la même forme (équations (3.22) et (3.23)).

$$\vec{E}_{2\omega} = \sum_q \vec{E}_q \exp\left(i\alpha_q^{'}x + i2\beta_0 y\right) \tag{3.22}$$

$$\vec{H}_{2\omega} = \sum_q \vec{H}_q \exp\left(i\alpha_q^{'}x + i2\beta_0 y\right) \tag{3.23}$$

Les expressions (3.21), (3.22) et (3.23) sont ensuite insérées dans les équations de Maxwell (3.17) et (3.18). Le système d'équations obtenu peut s'écrire sous forme matricielle comme celui à la fréquence ω, mais avec un terme supplémentaire représentant la source du champ de seconde harmonique (équation (3.24)).

$$\frac{dF_{2\omega}}{dz} = iM_{2\omega}F_{2\omega} + P^{NL} \tag{3.24}$$

Dans cette équation, $M_{2\omega} = V_{2\omega}B_{2\omega}V_{2\omega}^{-1}$ et P^{NL} est un vecteur contenant tous les termes de polarisation non-linéaire d'ordre 2.
Les solutions de ce système s'écrivent comme la somme d'une solution homogène F^{hom}, solution de l'équation (3.24) sans terme source P^{NL}, et d'une solution particulière F^{part} (équation 3.25).

$$F_{2\omega} = F^{hom} + F^{part} \tag{3.25}$$

La solution homogène est de la même forme que précédemment (équation (3.6)) :

$$F^{hom}(z) = V_{2\omega}\Phi_{2\omega}(z - z_0)V_{2\omega}^{-1}F^{hom}(z_0) \tag{3.26}$$

avec $V^{2\omega}$ la matrice de vecteurs propres et $\Phi_{2\omega}(z) = \exp(iB_{2\omega}(z))$ la matrice diagonale contenant les exponentielles des valeurs propres de $M_{2\omega}$. $F^{hom}(z_0)$ est la constante d'intégration à fixer en fonction du choix de la solution particulière et des conditions aux limites du système.

La solution particulière est cherchée sous la forme suivante [137, 135] :

$$F^{part} = V_{2\omega}\Phi_{2\omega}(z)\Psi(z) \tag{3.27}$$

La dérivée de cette expression est donc :

$$\frac{dF^{part}}{dz} = iV_{2\omega}B_{2\omega}\Phi_{2\omega}(z)\Psi(z) + V_{2\omega}\Phi_{2\omega}(z)\frac{d\Psi}{dz} \tag{3.28}$$

De plus, en injectant l'équation (3.27) dans l'équation (3.24), nous obtenons :

$$\frac{dF^{part}}{dz} = iV_{2\omega}B_{2\omega}\Phi_{2\omega}\Psi(z) + P^{NL} \tag{3.29}$$

En égalisant les équations (3.28) et (3.29), nous obtenons l'expression de $\Psi(z)$:

$$\Psi(z) = \int_{z_0}^{z} \Phi_{2\omega}^{-1}(z') V_{2\omega}^{-1} P^{NL} dz' \tag{3.30}$$

La solution particulière est donc obtenue en injectant (3.30) dans (3.27) :

$$F^{part} = V_{2\omega}\Phi_{2\omega}(z) \int_{z_0}^{z} \Phi_{2\omega}^{-1}(z') V_{2\omega}^{-1} P^{NL} dz' \tag{3.31}$$

L'algorithme de la matrice S est ensuite utilisé afin que la solution complète $F_{2\omega}$ satisfasse les conditions de continuité aux interfaces et une condition d'onde sortante (pas de champ incident à la fréquence 2ω), comme expliqué dans le manuscrit d'HDR d'Anne-Laure Fehrembach [138].

Afin de valider le fonctionnement de ce code, nous avons tout d'abord testé son fonctionnement dans le cas d'un matériau massif de GaAs et dans le cas d'un réseau infini de GaAs suspendu dans l'air, qui sont deux études théoriques réalisées dans [136]. La période du réseau est $\Lambda = 0{,}65\,\lambda$ et son facteur de remplissage est fixé à 0,09.

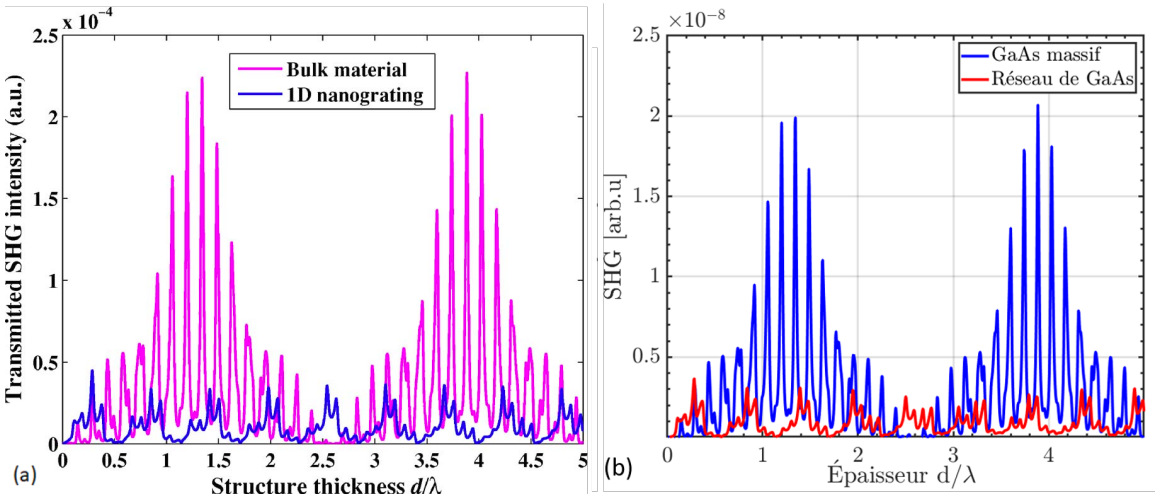


FIGURE 3.3 – (a) Extrait de [136]. Intensité SHG rayonnée par une couche de GaAs et un réseau de GaAs en fonction de l'épaisseur de la structure. (b) Intensité SHG calculée, par le code de L'Institut Fresnel, pour une couche de GaAs et un réseau de GaAs en fonction de l'épaisseur de la structure

Sur la figure 3.3, nous comparons les résultats obtenus dans [136] (figure 3.3(a)) et ceux obtenus par notre code (figure 3.3(b)). Que ce soit dans le cas du matériau massif (courbe bleue) ou du réseau (courbe rouge), les courbes obtenues par notre code FMM sont très similaires à celles de l'article. Nous validons donc le bon fonctionnement de notre code FMM pour modéliser la SHG dans le cas d'une couche homogène et d'un réseau infini.
Pour finir, la convergence de ce code a été étudiée dans le cas d'un CRIGF, où la couche non-linéaire est la couche guidante juste en dessous le réseau. La structure étudiée possède un empilement et des paramètres géométriques identiques à ceux étudiés dans [63]. La seule différence est qu'un $\chi^{(2)}$ non nul est artificiellement introduit pour la couche guidante ($\chi^{(2)} = 240\,\mathrm{pm/V}$). Le spectre SHG, généré par cette structure, est donc étudié en fonction du nombre d'harmoniques de Fourier N utilisées (figure 3.4).

Sur cette figure, on remarque que l'intensité du pic de la SHG dans le CRIGF ne dépend pas du nombre d'harmoniques de Fourier N utilisées. En revanche, on observe un

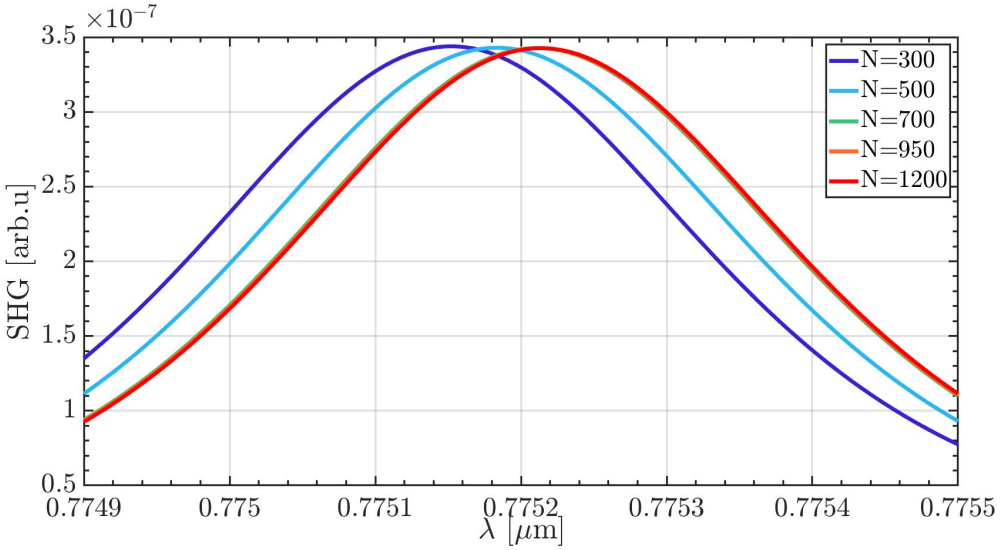


FIGURE 3.4 – Spectre SHG théorique d'un CRIGF pour différents nombre d'harmoniques utilisées dans le calcul FMM

décalage vers les grandes longueurs d'onde de ce pic de SHG lorsque N passe de 300 à 700. Au delà de $N = 700$, il n'y a plus d'évolution liée au décalage du pic de résonance à la fréquence fondamentale. Il faut donc au minimum 700 harmoniques de Fourier pour que le calcul soit suffisamment convergé. Par l'équation (3.8), $N = 700$ correspond à 3 ordres de diffraction du GC. En conclusion, comme dans le cas linéaire, il faut prendre un N correspondant à au moins 3 ordres de diffraction du GC pour obtenir un calcul SHG convergé.

3.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons pu voir comment modéliser le CRIGF par la méthode modale de Fourier (FMM). Cette structure n'étant pas périodique, nous utilisons la technique de la supercellule pour considérer le CRIGF comme le motif de base d'un réseau artificiel. Des couches absorbantes sont ajoutées en fin de structure pour éviter toute interférence avec les cellules adjacentes. Le CRIGF est tout d'abord modélisé en régime linéaire, pour permettre de déterminer le champ à la fréquence fondamentale ω. Pour étudier la réponse à 2ω du CRIGF, ce champ à ω est inséré dans le terme source présent dans les équations de Maxwell. En résolvant ce système, nous remontons donc au champ à 2ω généré par ce terme source. La réponse SHG du CRIGF est alors connue.
Pour confirmer le bon fonctionnement de ce cette méthode pour modéliser la SHG, nous avons réalisé des comparaisons avec des structures étudiées théoriquement dans la littérature. La convergence de la méthode (en régime non-linéaire) a également été étudiée, dans le cas d'un CRIGF, et a permis de retrouver des résultats similaires à ceux obtenus lors d'une étude linéaire simple du système.

Chapitre 4

Méthodes de fabrication des échantillons

4.1 Introduction

Dans le contexte de cette thèse le matériau non-linéaire choisi pour étudier le doublage de fréquence est le niobate de lithium ($LiNbO_3$). Ce matériau est un excellent candidat pour étudier ce phénomène dans les CRIGFs pour deux raisons principales : Il est transparent dans la gamme de longueurs d'onde visible et proche infrarouge et il possède de forts coefficients non-linéaire d'ordre 2 ($\chi^{(2)} = 33\,\mathrm{pm/V}$) [139].
Le principal problème de ce matériau est qu'il est extrêmement difficile à structurer. Des méthodes de gravure [123] et d'assemblage de nanoparticules [140, 141] ont été récemment développées pour réaliser des métasurfaces dans ces matériaux. Cependant, ces méthodes restent très compliquées à mettre en œuvre.
Dans le cas de nos structures aucune structuration du $LiNbO_3$ n'est nécessaire. En effet, les CRIGFs reposent sur un couplage faible. Il suffit donc de déposer une couche réseau à la surface du guide plutôt que de corruguer le guide lui-même. Seule la couche déposée sur le $LiNbO_3$ est structurée ce qui permet d'utiliser un procédé de fabrication simple inspiré des travaux de S. Hernandez [142] et de la thèse de X. Buet [143]. Initialement, ce procédé a été développé pour réaliser des filtres constitués d'un substrat de SiO_2, d'un guide de Si_3N_4 et d'une couche réseau en SiO_2. L'avantage de cette méthode de fabrication est qu'elle utilise des procédés standard de la microélectronique. Cette méthode permet donc d'obtenir des résultats très reproductibles. De plus, la simplicité de cette méthode de fabrication permet d'envisager le développement de structures complexes. Un résumé du procédé de fabrication d'un CRIGF est présenté dans la figure 4.1.

On part donc d'un substrat LNOI nettoyé (étape 1) sur lequel on dépose la couche réseau (étape 2). Nous déposons ensuite les différentes résines (étape 4), insolées par lithographie électronique pour former nos motifs (étape 4). La résine insolée est ensuite développée (étape 5) pour permettre de transférer les motifs de la résine vers la couche sous-jacente par gravure plasma (étape 6). Pour finir, la résine restante est supprimée par un plasma d'oxygène (étape 7).
Dans une première partie, nous présenterons un premier procédé de fabrication de CRIGFs sur substrat LNOI. Nous verrons par la suite que certaines étapes de ce procédé $n^o\,1$ endommagent la surface de $LiNbO_3$. Une deuxième partie de ce chapitre sera donc consacrée à l'étude des différentes améliorations possibles pour diminuer l'impact de ces étapes sur la surface de $LiNbO_3$. Ces améliorations constituerons donc le procédés $n^o\,2$.

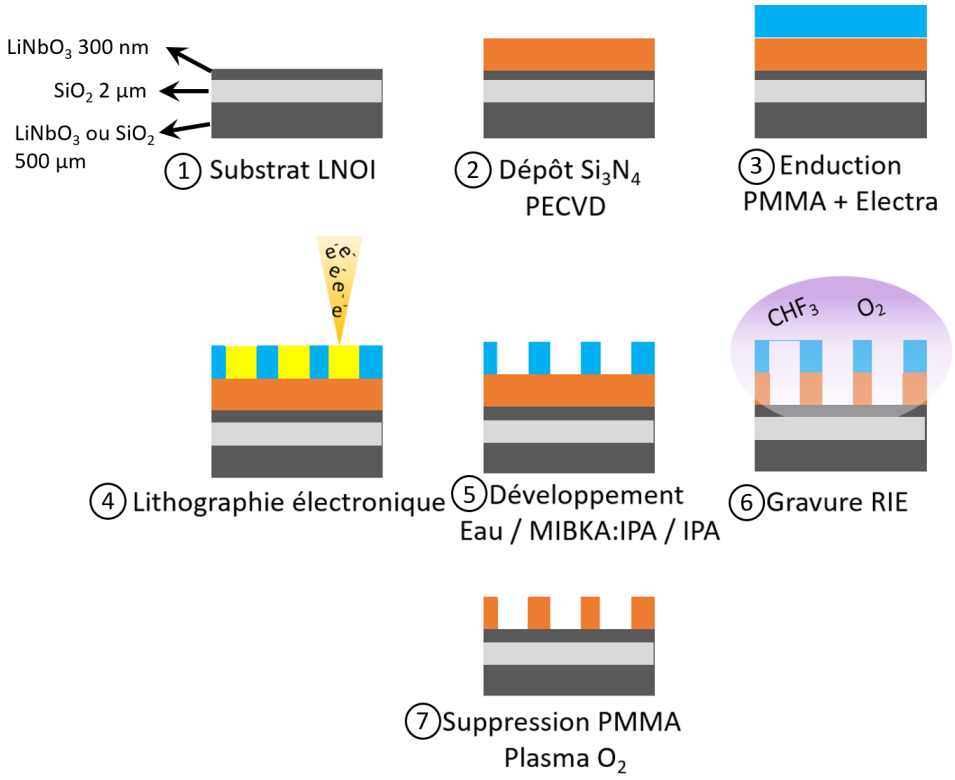


FIGURE 4.1 – Schéma récapitulatif du procédé de fabrication de CRIGFs sur substrat LNOI.

4.2 Étapes de fabrication du procédé n^o 1

4.2.1 Substrat LNOI

Les substrats utilisés pour réaliser nos échantillons ont été achetés à l'entreprise NanoLN [144]. Ces substrats, appelés LNOI (Lithium Niobate On Insulator) sont constitués d'un guide d'onde en $LiNbO_3$ d'une épaisseur de 300 nm, déposé sur une couche tampon de SiO_2 de 2 μm. Ces deux couches reposent sur un substrat de $LiNbO_3$ ou un substrat de silice fondue de 500 μm.
L'avantage de ce type de substrats est que le dépôt du guide en $LiNbO_3$ est déjà effectué, et qu'il ne reste plus qu'à déposer les couches que l'on veut structurer. L'inconvénient, est que l'épaisseur du guide est fixée à 300 nm. La conception des dispositifs est donc limitée à cette épaisseur.
Les wafers LNOI sont découpés en échantillons rectangulaires de dimensions $12\times8\,mm^2$, ce qui correspond à la taille standard des supports d'échantillons utilisés au LAAS.

4.2.2 Dépôt de couches minces

La première étape de fabrication de nos dispositifs est le dépôt des différentes couches qui vont être utilisées pour créer les différents réseaux du CRIGF. Ces couches, comme expliqué précédemment, sont des couches de nitrure de silicium (Si_3N_4) et de silice (SiO_2) et sont déposées par ICP-PECVD (Inductive-Coupled-Plasma Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition). Cette méthode a été choisie car elle permet d'obtenir des vitesses de dépôt faibles, et donc de contrôler très finement l'épaisseur déposée.

Etape	Gaz : débit type [sccm]	Gaz : débit type [sccm]	T [°C]	Pression [mT]	Puissance biais [W]	Puissance [W]
Nettoyage	O_2 : 20	SF_6 : 100	100	20	150	1000
Dépôt SiO_2	SiH_4 : 35	N_2O : 12	100	5	150	500
Accroche	N_2 : 10	NH_2 : 10	100	12	50	500
Dépôt Si_3N_4	SiH_4 : 26.5	N_2 : 26	100	12	0	500

Tableau 4.1 – Paramètres utilisés lors des différentes étapes ICP-PECVD.

Le protocole reste le même pour tous les dépôts effectués :
Un premier plasma à blanc est réalisé pour nettoyer le bâti des différentes contaminations possibles (polymères, résidus de dépôts précédents, ...). Les paramètres de ce plasma sont résumés dans la ligne 2 du tableau 4.1.
Un plasma de conditionnement est ensuite effectué, toujours sans échantillon, pour tapisser les parois de la chambre avec les éléments que l'on veut déposer. La recette du plasma est donc la même que celle utilisée lors du dépôt sur l'échantillon.
L'échantillon est ensuite placé dans la chambre sur un wafer de silicium. Ce wafer est utilisé pour protéger la chambre du bombardement ionique, mais également pour obtenir une vitesse de dépôt homogène dans la bâti. Pour obtenir un dépôt de SiO_2, les paramètres du plasma à utiliser sont présentés dans la ligne 3 du tableau 4.1. Dans le cas d'un dépôt de Si_3N_4 il faut tout d'abord réaliser un plasma d'accroche sur l'échantillon. En effet, sans ce plasma, le dépôt de Si_3N_4 n'adhère pas sur les surfaces utilisées. Un plasma de 30 secondes est donc réalisé pour améliorer l'accroche sur l'échantillon (ligne 4 du tableau 4.1). Le dépôt de Si_3N_4 peut ensuite être réalisé (ligne 5 du tableau 4.1).

La validité des dépôts est effectuée en mesurant l'indice de réfraction et l'épaisseur de la couche. Les indices mesurés sont comparés aux indices obtenus dans la littérature [139]. Afin de contrôler précisément l'épaisseur de matériau à déposer sur nos échantillons, nous réalisons tout d'abord un dépôt de calibration sur un wafer de silicium. Les vitesses typiques de dépôt sur Si sont de 25 nm/min pour le Si_3N_4 et de 8 nm/min pour le SiO_2. Nous pouvons donc facilement remonter au temps de dépôt nécessaire pour obtenir l'épaisseur voulue.
L'épaisseur et l'indice du matériau déposé sur le wafer de Si sont ensuite mesurés par ellipsométrie (voir partie 4.3.1).
Une fois que l'indice et l'épaisseur sont connus sur silicium, nous supposons que la vitesse de dépôt est la même sur un petit rectangle de $LiNbO_3$ posé sur un wafer de Si et nous pouvons ajuster le temps de dépôt pour obtenir l'épaisseur visée de manière assez précise (± 5 nm près).

4.2.3 Lithographie électronique

La méthode de lithographie utilisée est la lithographie électronique. Cette méthode est la plus pertinente pour réaliser des nanostructures car elle permet d'obtenir des réseaux avec un contrôle précis du facteur de remplissage [145, 146] et car elle permet de réaliser des motifs de dimension inférieure à 100 nm [147, 148].

Le principe de cette méthode est d'insoler une résine électro-sensible, déposée au préalable sur le matériau à structurer, par un faisceau d'électrons focalisés. Les zones insolées sont ensuite dissoutes (résine positive) par le développeur adapté. Le masque de résine étant formé, la structuration du matériau sous-jacent se fait par gravure plasma.
La première étape de ce procédé de lithographie sera donc le dépôt de la résine électro-sensible sur l'échantillon. La résine que nous utilisons est à base de poly-methyl-metacrylate (PMMA), de concentration 37 g/L dans un solvant d'anisole. Elle est déposée sur l'échantillon par enduction centrifuge (spin coating) à une vitesse de 3000 tr/min pendant une durée de 60 secondes. Ces paramètres de dépôt permettent d'obtenir une épaisseur de résine d'environ 140 nm. Cette épaisseur est choisie suffisamment grande pour permettre un masquage efficace lors de la gravure et suffisamment faible pour permettre d'obtenir une bonne résolution lors de l'insolation. Un recuit thermique de l'échantillon est ensuite effectué à une température de 170°C pendant 5 minutes afin d'éliminer l'anisole.
Pour s'affranchir des effets de charges causées par la présence de notre substrat isolant, il existe différentes méthodes. La lithographie par nanoimpression est un des moyens au LAAS permettant de résoudre ce problème [149, 150]. Cette méthode a été utilisée pour réaliser le premier échantillon permettant d'observer l'exaltation de la génération de seconde harmonique dans un CRIGF [151]. Cependant, des inhomogénéités sur les échantillons et la complexité du procédé font que cette méthode n'est pas la plus adaptée pour poursuivre ces études.
La deuxième méthode consiste à déposer une résine conductrice (Electra 92) sur la PMMA puis de réaliser une lithographie électronique directe. C'est cette méthode que nous avons utilisée durant cette thèse car elle permet d'éviter les inhomogénéités sur l'échantillon, mais également car c'est un procédé beaucoup plus simple à mettre en place. Une vitesse de dépôt de l'Electra de 2000 tr/min pendant un temps de 60 secondes permet d'obtenir une épaisseur d'environ 60 nm de résine. Un deuxième recuit thermique de l'échantillon est ensuite effectué à une température de 90°C pendant 2 minutes. Ce recuit permet d'éliminer les solvants restants.
La deuxième étape de ce procédé est de réaliser une première lithographie électronique sur un échantillon témoin, qui a subit les mêmes étapes technologiques que l'échantillon réel. Le but de ce test est de déterminer la bonne dose d'électrons à utiliser pour obtenir un réseau avec le facteur de remplissage voulu. En effet, par effet de proximité, la dose effective reçue par une dent du réseau dépend de celle reçue par les dents adjacentes. Lorsque le facteur de remplissage du réseau change, l'écart entre deux dents est différent. La dose effective reçue par ces dents est donc également différente. De plus, l'énergie des électrons rétrodiffusés dépend de la nature chimique et de l'épaisseur des différentes couches. La dose de travail change donc lorsque l'empilement multicouche est modifié. Un exemple de test de dose pour un GC est présenté dans la figure 4.2. Le facteur de remplissage mesuré du GC est tracé en fonction du facteur de remplissage théorique.

Pour cet exemple, la dose nominale pour insoler la PMMA est $d_0 = 200\,\mu\mathrm{C/cm^2}$ et nous faisons varier la dose de $0{,}9\,d_0$ à $1{,}5\,d_0$ par pas de $0{,}1\,d_0$. Pour des facteurs de remplissage inférieurs à 0,25 la dose à $0{,}9\,d_0$ est trop faible pour insoler suffisamment la résine et le réseau n'a pas été observé. Dans ce cas le réseau est dit sous-dosé. Au contraire, pour des facteurs de remplissage supérieurs à 0,5 il est inutile de dépasser $1{,}4\,d_0$ car les dents ont reçues une dose d'électrons trop importante. Dans ce cas le réseau est dit sur-dosé. La dose D choisie se trouve donc entre ces deux valeurs extrêmes. Dans cet exemple elle est choisie pour $D = 1,1\,d_0$ car elle correspond à la courbe permettant d'obtenir la plus large distribution de facteurs de remplissage.

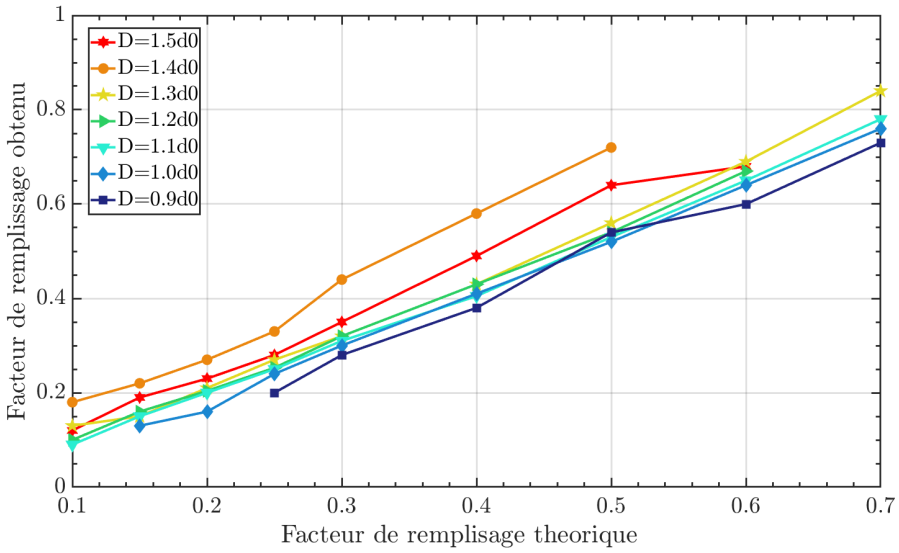


FIGURE 4.2 – Courbe du facteur de remplissage mesuré (par MEB) en fonction du facteur de remplissage codé, d'un GC, pour différentes doses électroniques. d_0 correspond à la dose nominale de $200\,\mu\mathrm{C/cm^2}$.

La troisième étape est de réaliser l'insolation de l'échantillon réel. Les paramètres de l'insolation sont résumés dans le tableau 4.2.

Tension d'accéleration	20 kV
Diaphragme	10 μm
Distance de travail WD	7 mm
Courant	33 pA
Grandissement	$\times$1000
Dose nominale d_0	$200\,\mu\mathrm{C/cm^2}$
Pas d'insolation p	4 nm
Vitesse de déplacement du faisceau	4,125 mm/s

Tableau 4.2 – Paramètres pour la lithographie électronique du premier échantillon.

La dernière étape de ce procédé de lithographie est le développement de la résine insolée. Il faut tout d'abord enlever la résine conductrice Electra. Cette résine étant soluble dans l'eau, un rinçage de l'échantillon d'une minute dans de l'eau déionisée suffit à la supprimer complètement. Le développement de la PMMA se fait dans un bain de solution MIBK-IPA 1/3 (méthylisobutylcétone et isopropanol) pendant 45 secondes et est suivi d'un rinçage à l'IPA de 45 secondes. La présence des motifs est confirmée par une observation au microscope optique, car la résine insolée est dissoute par le développeur.

4.2.4 Gravure sèche RIE

Une fois que les motifs sont bien inscrits dans le masque de PMMA, il faut les transférer à la couche de Si_3N_4 sous-jacente. Pour cela, nous utilisons un procédé de gravure plasma RIE (Reactive Ion Etching). Nous avons choisi cette méthode de gravure pour plusieurs raisons :
La première est que les procédés plasma sont fortement anisotropes, contrairement aux gravures humides qui sont souvent isotropes. Cette anisotropie est absolument fondamentale pour la réalisation de nos échantillons, car nous voulons obtenir des réseaux de lignes rectangulaires pour pouvoir comparer les résultats expérimentaux aux simulations numériques. La gravure doit donc se faire seulement dans la direction perpendiculaire à la surface de l'échantillon.
De plus, nous avons choisi le procédé RIE car il permet d'obtenir de faibles vitesses de gravure. L'épaisseur de matériau gravée est donc facilement contrôlable.
Le plasma utilisé est un plasma de CHF_3 et d'O_2 qui permet d'obtenir une forte sélectivité entre la PMMA et le Si_3N_4, une bonne verticalité des flancs du réseau et une faible rugosité de surface [152, 153]. Les différents paramètres de gravure sont présentés dans le tableau 4.3. La sélectivité est définie comme le rapport de la vitesse de gravure du Si_3N_4

Débit CHF_3 [sccm]	50
Débit O_2 [sccm]	3
Pression [mTorr]	70
Puissance RF [W]	100
Sélectivité Si_3N_4/PMMA	3,5
Vitesse de gravure Si_3N_4 [mm/s]	0,8

Tableau 4.3 – Paramètres de la gravure RIE du Si_3N_4.

et de la vitesse de gravure de la PMMA. Dans le cas de cette recette, la sélectivité est de 3,5. L'épaisseur de PMMA déposée étant de 140 nm, la profondeur maximale de gravure du Si_3N_4 est donc de 490 nm, ce qui est largement suffisant pour les hauteurs de réseaux visées (entre 30 nm et 100 nm).
Pour être certain du temps nécessaire pour graver complètement la couche de Si_3N_4, une première gravure sera tout d'abord effectuée sur l'échantillon étalon ayant servi pour le test de dose. On note également que la difficulté de structuration du $LiNbO_3$ lui permet de former une excellente couche d'arrêt pour la gravure. Les fonds de gravure sont donc bien définis.
Une fois la gravure effectuée, la résine PMMA restante est supprimée par un plasma d'O_2 (400 sccm) à une puissance de 800 W, pendant 5 minutes.

4.3 Caractérisation physique de l'échantillon

Dans cette thèse, les résultats expérimentaux sont comparés aux simulations numériques effectuées. Il est donc essentiel de connaître les caractéristiques physiques de notre

échantillon pour pouvoir faire une confrontation la plus exacte possible. Ces caractéristiques sont diverses : épaisseurs des couches, périodes des différents réseaux, facteur de remplissage, profondeur de gravure, etc. Pour chacune de ces grandeurs, une méthode de caractérisation bien spécifique est utilisée.

4.3.1 Mesure des indices de réfraction et épaisseurs des couches

Comme mentionné précédemment, la mesure de l'épaisseur et de l'indice de réfraction de la couche déposée est faite par ellipsométrie. Cette méthode de mesure consiste à éclairer l'échantillon par une lumière de longueur d'onde bien connue, et d'analyser le changement d'état de polarisation de cette lumière après réflexion sur l'échantillon [154]. L'angle d'incidence utilisé, pour éclairer l'échantillon est l'angle de Brewster. C'est l'angle pour lequel la composante polarisée parallèlement au plan d'incidence (polarisation p) est 100 % transmise à l'interface air/échantillon. La lumière réfléchie vers le détecteur est donc polarisée perpendiculairement au plan d'incidence (polarisation s).
Les résultats sont analysés par un modèle de Forouhi–Bloomer [155, 156], dont les expressions de l'indice n et de l'absorption k sont données par les formules suivantes :

$$n(\omega) = n_\infty + \frac{B(\omega - \omega_j) + C}{(\omega - \omega_j)^2 + \Gamma_j^2} \tag{4.1}$$

$$k(\omega) = \begin{cases} \frac{f_j(\omega-\omega_g)^2}{(\omega-\omega_j)^2+\Gamma_j^2} & \omega > \omega_g \\ 0, & \omega \leq \omega_g \end{cases} \tag{4.2}$$

Avec :

$$\begin{cases} B = \frac{f_j}{\Gamma_j}(\Gamma_j^2 - (\omega_j - \omega_g)^2) \\ C = 2f_j\Gamma_j(\omega_j - \omega_g) \end{cases} \tag{4.3}$$

f_j est proportionnel à l'amplitude du pic d'absorption, Γ_j est proportionnel à l'élargissement du pic d'absorption, ω_j est l'énergie pour laquelle le pic d'absorption est maximal et ω_g est l'énergie de gap du matériau.

Ces différents paramètres sont résumés dans le tableau 4.4 pour le Si_3N_4 et le SiO_2. Les indices mesurés, par ellipsométrie, du Si_3N_4 et du SiO_2 sont présentés dans les figures 4.3 et 4.4. Dans le modèle utilisé l'absorption k est considérée comme nulle dans la gamme de longueurs d'onde étudiée pour les deux matériaux. Cependant cette valeur n'est pas nulle, mais simplement inférieure au niveau de bruit de la mesure (estimée à $\simeq 10^{-4}$). On peut donc la considérer comme nulle lorsque l'on regarde l'onde transmise par un empilement de couches minces. En revanche, il faut noter que si l'on étudie la propagation de la lumière dans un guide d'onde long ($> 1\,\text{mm}$) alors cette absorption n'est plus nécessairement négligeable.

Ces mesures sont réalisées sur substrat de silicium. Les indices et les épaisseurs des couches déposées sur un wafer LNOI sont très difficiles à mesurer optiquement. En effet, la complexité de l'empilement, combinée avec la présence du substrat transparent biréfringent, rend l'analyse ellipsométrique très complexe et peu précise. Les épaisseurs et les indices, des matériaux déposés, sont donc toujours mesurés sur substrat de silicium.

Matériau	ω_g **(eV)**	ω_j **(eV)**	f_j **(eV)**	Γ_j **(eV)**
Si_3N_4	2,273	4,302	0,3986	2,5841
SiO_2	2,748	5,480	0,0625	4,9498

Tableau 4.4 – Paramètres utilisés dans le modèle de Forouhi–Bloomer dans le cas du Si_3N_4 et du SiO_2.

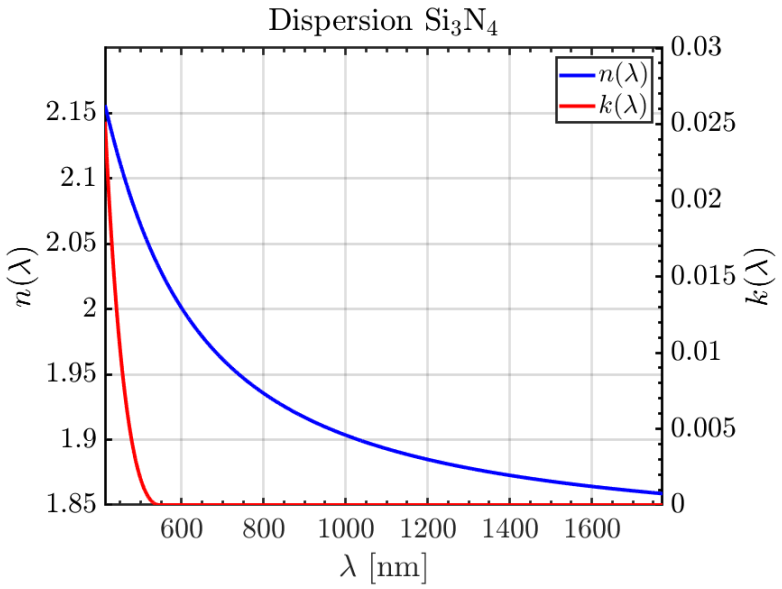


FIGURE 4.3 – Courbes de dispersion du Si_3N_4 obtenue par ellipsométrie.

4.3.2 Plan de l'échantillon

Une première information que nous voulons obtenir, à la suite du procédé de fabrication, est un plan global de notre échantillon. Ce plan nous permet de repérer la présence et la position des différents défauts macroscopiques qui vont altérer le comportement de nos dispositifs. Cette cartographie de l'échantillon est réalisée par microscopie confocale. Un exemple de plan d'échantillon est présenté dans la figure 4.5.

Sur cette image, on observe quatre colonnes (A, B , C et D) dans lesquelles un paramètre du CRIGF varie. La colonne D par exemple contient des CRIGFs avec différents nombre de périodes de DBRs. Cette cartographie nous permet donc de savoir si tous les motifs voulus sont présents sur l'échantillon. De plus, si on regarde le premier CRIGF de la colonne C, on remarque clairement que les DBRs sont endommagés, probablement à cause de la présence de poussières lors de la gravure (micro-masquage). Ce plan nous indique donc qu'il est inutile de chercher à caractériser la réponse optique de ce CRIGF.

Pour obtenir des images beaucoup plus résolues, et observer des défauts à l'échelle micrométrique, nous utilisons la Microscopie Électronique à Balayage (MEB). Les conditions d'observation, que nous utilisons, sont une tension d'accélération de 3 kV, un courant de 10 μA et une distance de travail de 15 mm. Ces conditions sont optimisées pour éviter les effets de charge causés par notre échantillon isolant.

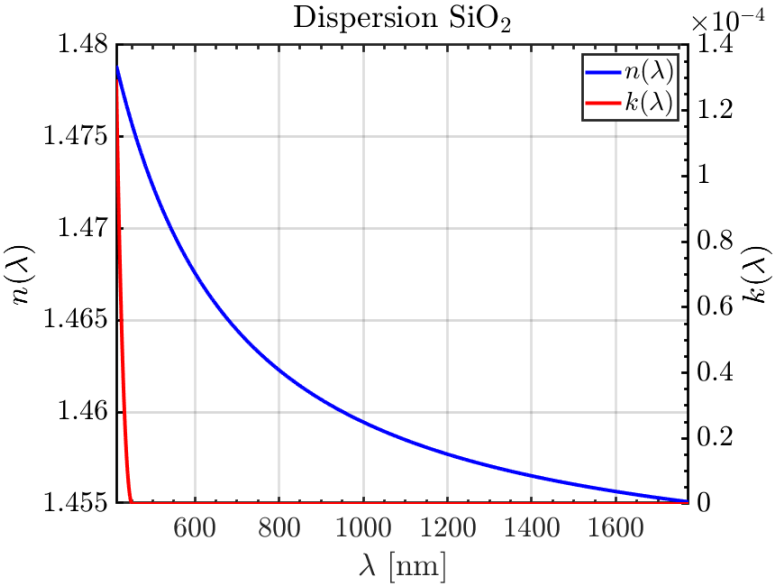


FIGURE 4.4 – Courbes de dispersion du SiO_2 obtenue par ellipsométrie.

Des exemples d'images de GC obtenues sont présentées dans la figure 4.6. L'image (a) montre un GC qui a été sous-dosé lors de l'insolation, où l'on peut voir des sillons incomplets et mal définis. L'image (b) montre un GC sur-dosé, où l'on observe des dents plus fines au milieu qu'aux extrémités et des bords de gravure irréguliers. L'image (c) montre un GC insolé à la bonne dose, c'est à dire un GC avec des bords bien définis et des largeurs de dents constantes.
Ces deux techniques de microscopies nous permettent donc de trier les dispositifs susceptibles d'être fonctionnels ou non, sans avoir besoin de les caractériser optiquement.

4.3.3 Mesure des périodes et des facteurs de remplissage

La mesure de la période d'un réseau est quelque chose de très complexe. En effet, cette mesure dépend de l'étalonnage effectué sur les platines métrologiques. La mesure de la période est donc différente entre deux machines de caractérisation différentes.
Pour obtenir une mesure la plus précise de ces périodes, nous utilisons donc le masqueur de lithographie électronique. L'intérêt est que la platine ayant servie à insoler ces motifs est la même que celle utilisée pour leurs mesures.
Le facteur de remplissage, quant à lui, est beaucoup plus simple à mesurer que la période. En effet, il est défini comme le rapport entre la largeur d'une ligne d'air et la période du réseau. Il n'est donc pas nécessaire d'avoir une platine métrologique calibrée pour le mesurer car il suffit simplement de réaliser un rapport de dimensions. L'outil adapté pour cette mesure est le MEB. Dans notre cas, nous utilisons également le masqueur de lithographie électronique, car la mesure du facteur de remplissage et de la période se fait simultanément. Un autre avantage dans l'utilisation du masqueur, est qu'il permet de prendre une série d'images automatiquement sans changer les conditions d'observation. Ainsi, nous limitons également l'exposition de notre échantillon isolant aux électrons.
Un exemple d'image obtenue, pour un GC, est présentée dans la figure 4.7(a). Nous pouvons extraire le profil d'intensité de cette image selon la direction perpendiculaire aux lignes du GC (figure 4.7(b)). De ce profil nous pouvons remonter à la période du réseau, qui est de 880 nm avec une incertitude relative de ± 4 nm. Le facteur de remplissage peut

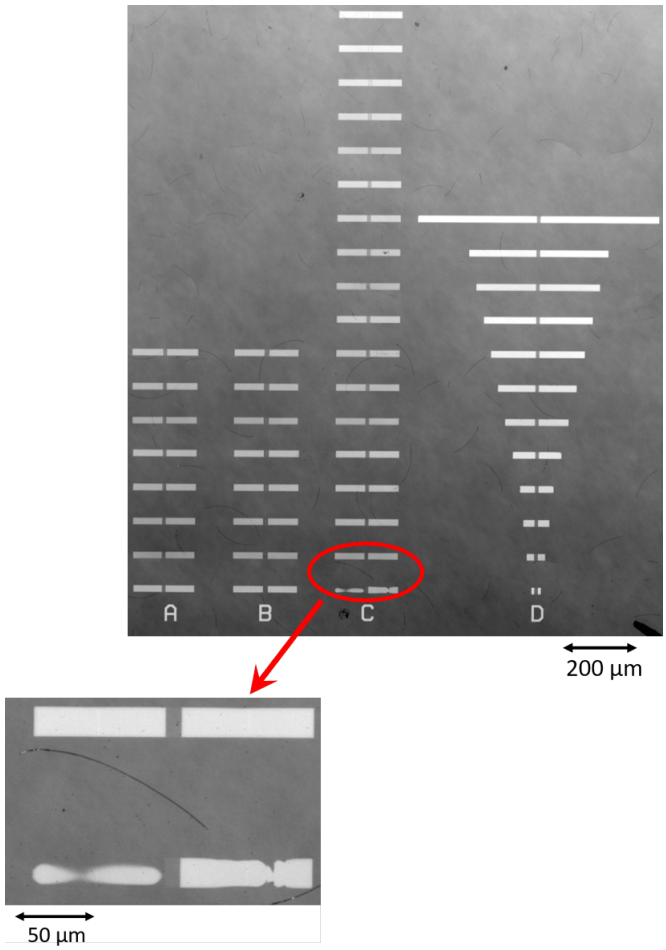


FIGURE 4.5 – Cartographie d'un échantillon obtenue par microscopie confocale.

également être extrait et est mesuré à 0,56. Les creux du GC sont donc légèrement plus larges que les dents.

Cette analyse peut également être réalisée par microscopie à force atomique. Le problème de cette méthode est que le l'image du réseau est convoluée par le profil de la pointe utilisée. Il faut donc extraire le profil de la pointe aux résultats obtenus, ce qui rend l'analyse plus complexe. De plus, le temps d'acquisition d'une image AFM est beaucoup plus long qu'une image MEB.

4.3.4 Profondeur de gravure et rugosité

Les dernières informations que nous souhaitons obtenir sur nos échantillons sont la profondeur de gravure des motifs et la rugosité des couches superficielles. Pour cela, la Microscopie à Force Atomique (AFM) est la méthode la plus adaptée. Le mode tapping est le mode que nous utilisons pour ce type de caractérisations. Le principe de ce mode consiste à étudier la variation d'amplitude de l'oscillation de la pointe lorsque celle-ci se rapproche de la surface de l'échantillon. Cette technique est la plus utilisée pour réaliser une topographie de la surface étudiée. La pointe utilisée est une pointe classique en silicium dopé antimoine (Bruker RTESP-300) dont les caractéristiques sont présentées dans le tableau 4.5.

Un exemple d'image AFM obtenue, dans le cas d'un CRIGF sur substrat LNOI, est

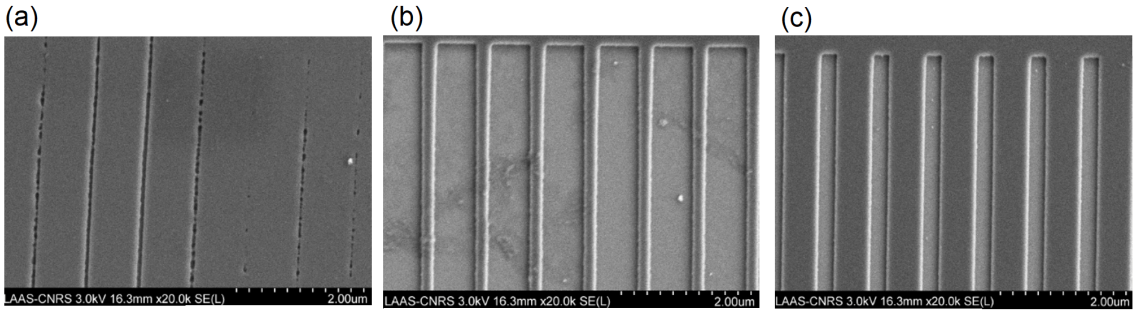


FIGURE 4.6 – (a) Image MEB d'un GC sous-dosé. (b) Image MEB d'un GC sur-dosé. (c) Image MEB d'un GC insolé à la bonne dose.

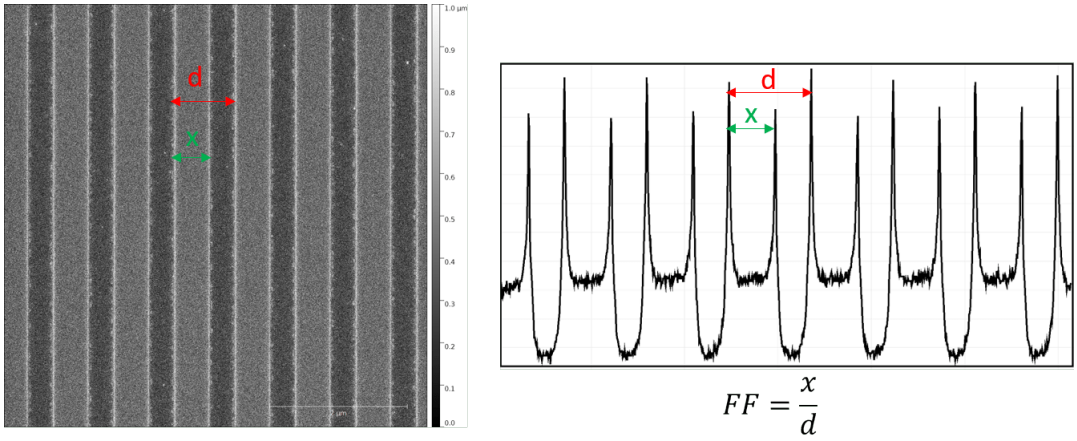


FIGURE 4.7 – Image obtenue par MEB d'un réseau de période d. Le facteur de remplissage de ce réseau est le rapport entre la taille des creux x et la période d.

présenté dans la figure 4.8(a). La couche réseau est une couche de Si_3N_4 et la couche guidante est donc en $LiNbO_3$. On distingue les 3 principales zones du CRIGF : le GC, la zone de phase PS et le DBR.

En analysant cette image AFM, nous pouvons remonter au profil de la zone scannée (figure 4.8(b)). Nous pouvons ainsi remonter à plusieurs informations :
La première de ces informations est la distribution statistique des hauteurs, présentée sur la figure 4.9.

De cette distribution, nous pouvons en déduire que les hauteurs des différents réseaux sont identiques et que ces hauteurs sont mesurées à 71,2 nm avec une incertitude de 3,5 nm. Dans le cas de cet échantillon, l'épaisseur de la couche réseau de Si_3N_4 est de 72 nm, la couche a donc été gravée complètement.
L'autre information que l'on peut extraire de la figure 4.8(b) est la rugosité des couches. Cette rugosité est mesurée à 1,3 nm pour les dents de Si_3N_4 et à 2,4 nm pour le fond des motifs en $LiNbO_3$. Les rugosités sont différentes des incertitudes obtenues dans la figure 4.9, car les incertitudes contiennent également des informations sur la non-planéité locale de l'échantillon.
La rugosité importante du $LiNbO_3$ nous indique que le bombardement ionique a fini par endommager la surface de la couche. La forte exposition du $LiNbO_3$ au plasma nous permet de conclure que le temps de gravure était trop important.

Résonance	300 kHz
Rayon de la pointe	8 nm
Force de rappel	40 N/m
Longueur cantilever	125 μm
Hauteur pointe	15 μm

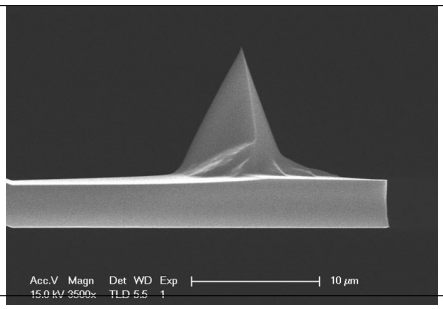


Tableau 4.5 – Principales caractéristiques des pointes AFM utilisées dans la caractérisation des CRIGFs non-linéaires.

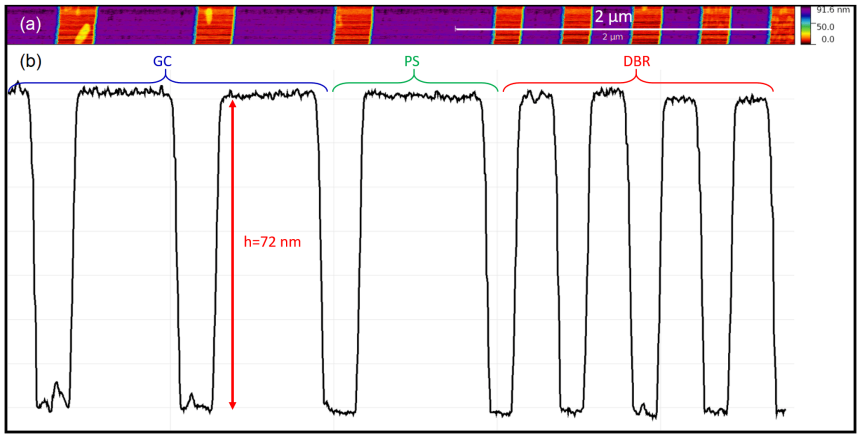


FIGURE 4.8 – (a) Image AFM d'un CRIGF consitué d'un réseau de Si_3N_4 sur une couche de $LiNbO_3$. (b) Profil des hauteurs des différents éléments du CRIGF.

4.4 Améliorations techniques (procédé n^o 2)

Nous avons remarqué sur nos échantillons que certaines étapes technologiques avaient un impact plus ou moins important sur la qualité des couches minces de l'échantillon. En effet, ces étapes provoquent une augmentation importante de la rugosité de la couche de $LiNbO_3$. Nous avons donc tout d'abord étudié quelles étapes étaient responsables de cette augmentation de la rugosité, puis nous avons proposé des solutions pour s'affranchir de ces étapes.
Avant toute étape de fabrication, nos échantillons LNOI sont nettoyés dans un bain d'acétone de quelques minutes, suivi d'un rinçage à l'isopropanol (IPA). Une caractérisation AFM de l'état de surface d'un échantillon, après nettoyage, est présentée sur la figure 4.10. Une rugosité très faible de 200 pm est mesurée sur la couche de $LiNbO_3$.

Nous avons remarqué que le plasma d'accroche NH_3, lors de l'étape de dépôt ICP-PECVD, dégradait de manière importante la surface de $LiNbO_3$, comme le montre l'image AFM de la figure 4.11.

Sur cette image on remarque la formation de grains, de nature chimique inconnue, à la surface de l'échantillon. Ces grains sont répartis de manière très dense sur la surface et provoquent une rugosité moyenne du $LiNbO_3$ de 2 nm. Ce plasma a donc eu un très fort impact sur la rugosité et probablement sur la chimie de la surface.

Nous avons donc essayé de réaliser les dépôts de Si_3N_4 sans utiliser ce plasma d'accroche. Cependant, nous avons remarqué la présence de bulles sur la couche déposée,

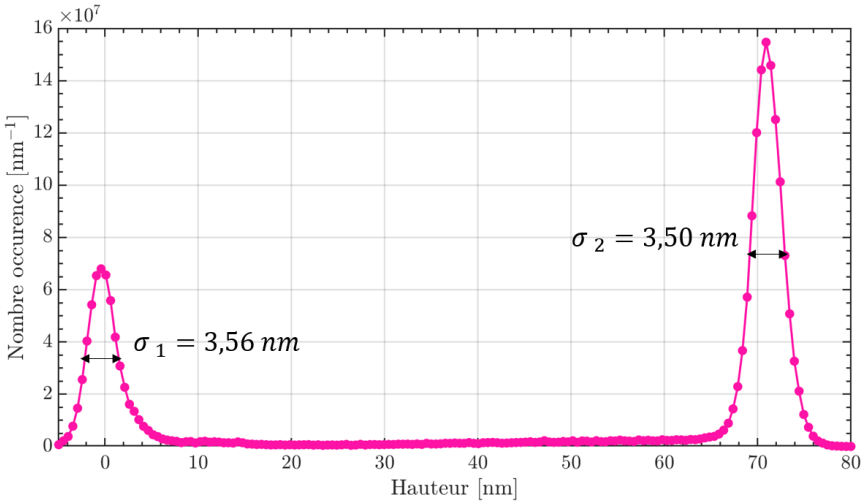


FIGURE 4.9 – Distribution statistique des hauteurs, extraite de l'image AFM précédente.

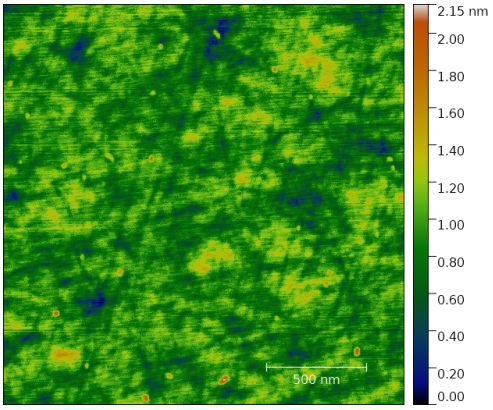


FIGURE 4.10 – Image AFM d'un échantillon LNOI après étape de nettoyage

comme le montre l'image prise au microscope optique (figure 4.12(a)). La suppression du plasma d'accroche de NH_3 n'est donc pas une solution intéressante pour améliorer notre procédé de fabrication. De plus, l'image AFM de ce dépôt de Si_3N_4 (figure 4.12(b)) nous montre une surface d'une rugosité supérieure à 1 nm en moyenne.

Pour contourner ces problèmes, nous nous sommes orientés vers un procédé de dépôt CCP-PECVD (Capacitively Coupled Plasma). Cette méthode permet de réaliser des dépôts de Si_3N_4 sans utiliser de plasma d'accroche NH_3. En contrepartie, la température de la chambre de dépôt est beaucoup plus élevée (≈ 300°C). D'après les indications fournies par NanoLN, les échantillons LNOI ne doivent pas dépasser 400°C pour ne pas provoquer un décollement des couches. Nos échantillons sont donc tolérants à ces nouvelles conditions de dépôt. Une image AFM du Si_3N_4 déposé par CCP-PECVD sur un échantillon LNOI est présentée sur la figure 4.13. Sur cette image on voit que la taille des grains est beaucoup plus faible par CCP-PECVD que par ICP-PECVD. Par conséquent, la rugosité moyenne de surface de ce dépôt (≈ 300 pm) est beaucoup plus faible que précédemment. De plus les couches déposées ne présentent pas de bulles ou d'autres signes de délaminage il n'y a donc pas de problème d'adhérence des couches sur la surface de $LiNbO_3$. Nous obtenons donc des couches de Si_3N_4 moins rugueuses que précédemment, tout en gardant une rugosité du $LiNbO_3$ très faible. Nous limitons ainsi les pertes par diffusion dans nos échantillons.

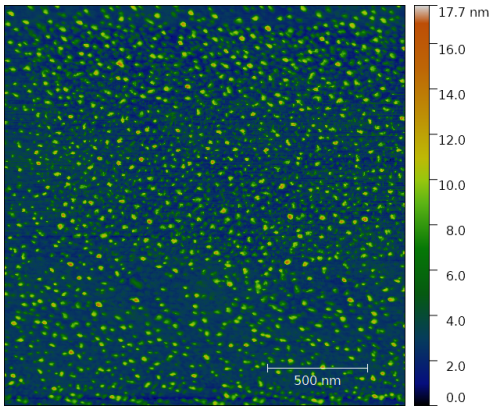


FIGURE 4.11 – Image AFM d'un échantillon LNOI après exposition au plasma NH_3 lors du dépôt ICP-PECVD.

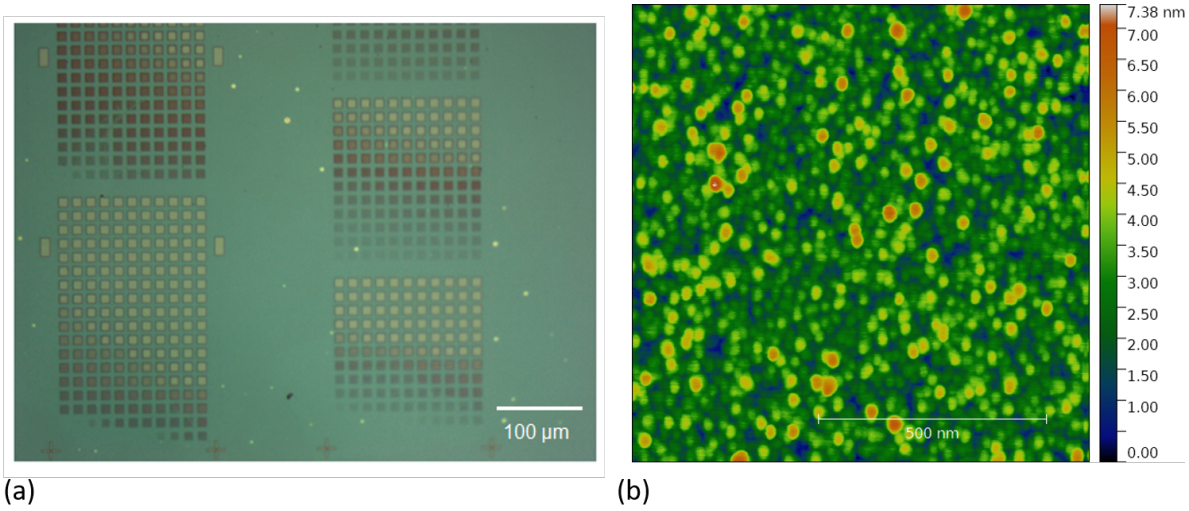


FIGURE 4.12 – (a) Image au microscope optique d'un échantillon complet, possédant une couche de Si_3N_4 déposée sans plasma d'accroche NH_3. (b) Image AFM de cette couche de Si_3N_4.

Nous avons également remarqué que, après gravure RIE et suppression au plasma O_2 de la résine, la rugosité du $LiNbO_3$ en fond de motif était importante (voir figure 4.14). L'image (a) a été réalisée sur un aplat tandis que l'image (b) a été réalisée sur un GC de période 880 nm. Sur ces deux images on observe la présence de nombreux grains, sur la couche de $LiNbO_3$, dont la hauteur dépasse 40 nm. La hauteur du réseau étant environ de 40 nm également, la présence de ces grains a probablement un impact fort sur les performances des CRIGFs car ils génèrent des pertes par diffusion.

L'augmentation de la rugosité en fond de motif est inévitable car le bombardement ionique lors de la gravure RIE endommage la surface. Cependant, nous avons remarqué que le plasma O_2 utilisé pour supprimer la résine participait également à cet endommagement du $LiNbO_3$. Pour observer cet impact, nous avons passé un échantillon LNOI vierge dans le même plasma O_2 que celui utilisé lors de la suppression de la résine PMMA (figure 4.15). Sur cette image AFM on remarque que des grains de quelques dizaines de nm de hauteur se sont formés sur la surface de $LiNbO_3$. Ces grains, de nature chimique inconnue, sont en partie responsables de la forte rugosité en fond de motif observée précédemment.

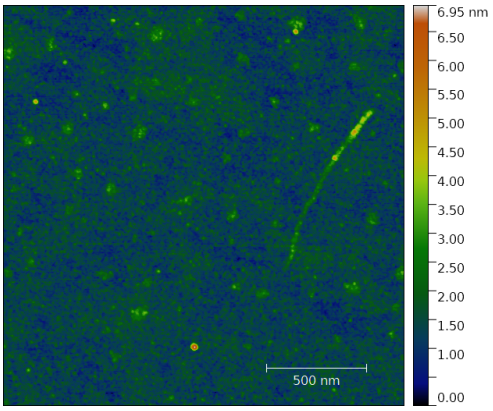


FIGURE 4.13 – Image AFM d'un dépôt de Si_3N_4 par CCP-PECVD sur un échantillon LNOI.

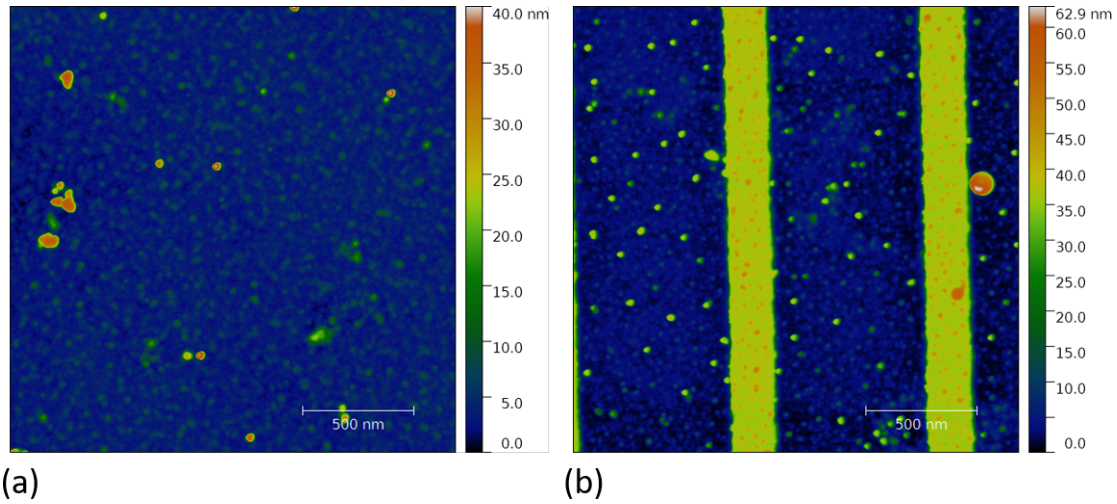


FIGURE 4.14 – Images AFM d'un aplat (a) et d'un GC (b) après gravure RIE (CHF_3-O_2) et suppression de la résine par plasma O_2 (800 sccm à une puissance de 400 W). Le Si_3N_4 sur cet échantillon est déposé par ICP-PECVD.

Suite à ces résultats, nous avons cherché un moyen de supprimer la résine PMMA sans utiliser ce plasma O_2. Il existe de nombreuses méthodes utilisant des solvants pour dissoudre de la PMMA. Cependant, après exposition au plasma de gravure, elle devient beaucoup plus difficile à supprimer. La gravure RIE agit comme une étape de recuit pour la résine.
Nous avons tout d'abord essayé de supprimer la PMMA d'échantillons tests à l'aide de différents solvants organiques : Acétone, Anisole, DMSO (diméthylsulfoxyde) à 100°C, NMP (N-Méthyl-2-pyrrolidone) à 100°C. Nous avons choisi ces solvants car ce sont ceux les plus utilisés pour dissoudre la PMMA (d'après le fournisseur AllResist) et nous savons également qu'ils n'ont pas d'impact sur l'état de surface du $LiNbO_3$.
Cependant, malgré des durées de bains importantes (plusieurs heures) avec agitation magnétique, ces solvants n'ont pas suffit à supprimer entièrement la résine après gravure RIE. Des exemples d'images optiques de ces échantillons sont présentées sur la figure 4.16. Ces images montrent que des résidus de résine (entourés en jaune) sont présents sur les échantillons après passage dans les différents solvants. De plus, ces résidus semblent se concentrer plus sur les motifs que sur le Si_3N_4 non gravé, ce qui est fortement probléma-

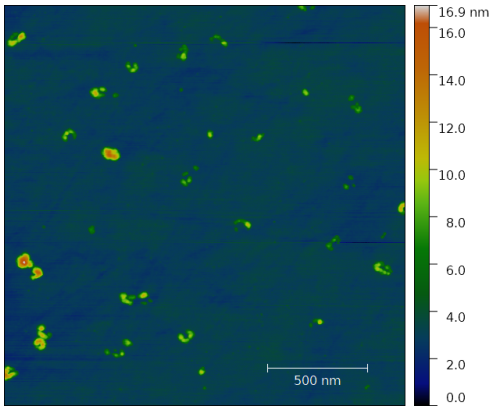


FIGURE 4.15 – Image AFM d'un échantillon LNOI vierge soumis au même plasma O_2 que celui utilisé pour supprimer la PMMA.

tique pour nos dispositifs.

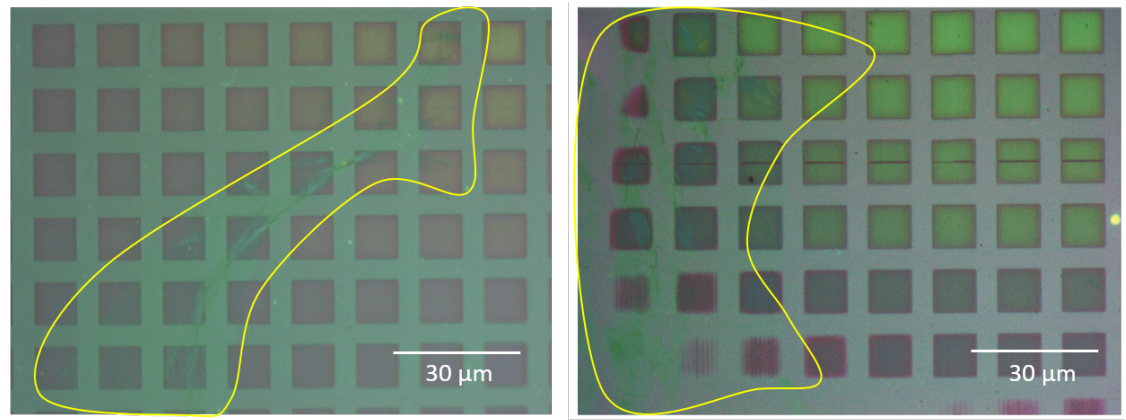


FIGURE 4.16 – Images optiques de résidus de résine PMMA après un bains de 3h dans (a) du DMSO à 100°C (b) du NMP à 100°C.

D'autres solutions composées d'acide ou de base ont également été étudiées pour supprimer la PMMA. Le mélange Piranha (mélange H_2SO_4 96 % H_2O_2 30 % en proportions équivalentes) est le mélange le plus utilisé dans l'industrie des semi-conducteurs pour supprimer les résidus organiques présents sur les wafers de Si. Nous avons essayé ce mélange sur un échantillon LNOI vierge pour connaître son impact la surface de $LiNbO_3$ ou non. Une image AFM de la surface, effectuée après Piranha, est présentée sur la figure 4.17. On observe sur cette image la présence de nombreuses particules en forme de bâtonnets sur toute la surface du $LiNbO_3$. Le mélange Piranha réagit donc avec le $LiNbO_3$, ce qui le rend inutilisable pour supprimer la PMMA.

Nous avons ensuite testé le TMAH (hydroxyde de tétraméthylammonium) 25 %, qui est une base forte. Nous nous sommes d'abord assuré que cette base ne réagissait pas avec le $LiNbO_3$ en y trempant un échantillon LNOI vierge pendant 15 minutes. Par AFM, nous avons obtenu une image similaire à la figure 4.10 et nous avons mesuré la même rugosité que sur un échantillon vierge, signe que le TMAH ne réagit pas avec le $LiNbO_3$. Le même test a ensuite été effectué sur un échantillon complet (après gravure RIE). Une vérification au microscope optique (figure 4.18) a permis de montrer qu'il restait des résidus de résine

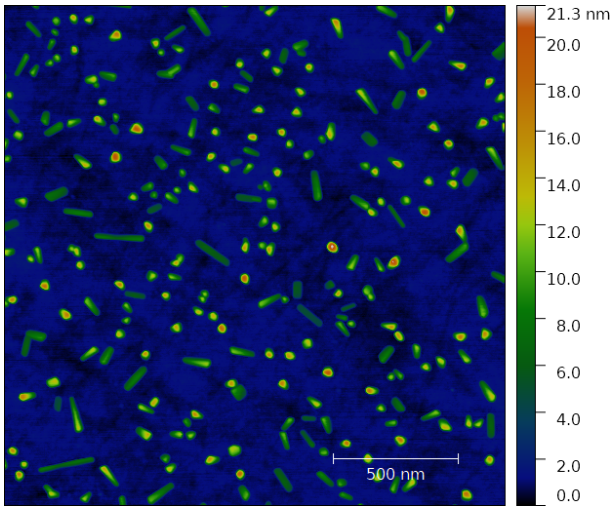


FIGURE 4.17 – Image AFM de l'impact du mélange Piranha sur un échantillon LNOI vierge.

sur l'échantillon après ce bain. Le TMAH n'est donc pas non plus suffisant pour une suppression complète de la PMMA après gravure.

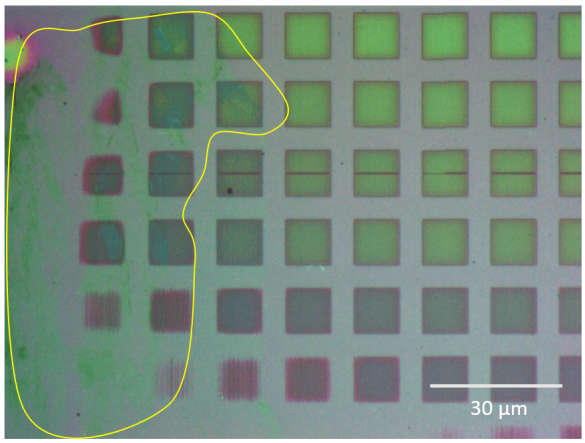


FIGURE 4.18 – Image optique d'un résidu de PMMA (après gravure RIE) après passage dans un bain de TMAH 25 % pendant 15 minutes.

Pour finir, nous avons testé un plasma O_2 différent sur nos échantillons. la première différence est que nous l'avons réalisé directement dans la chambre de gravure RIE et non pas dans le bâti de délaquage utilisé précédemment. De plus, les conditions de ce plasma sont différentes du précédent : La puissance appliquée n'est plus que de 20 W et la quantité d'oxygène est de 45 sccm, ce qui correspond à une pression de 35 mT dans l'enceinte. La puissance appliquée étant plus faible que pour le plasma précédent (800 W), le bombardement ionique sur l'échantillon est moins important. L'endommagement de la surface, suite à ce bombardement, doit donc également être moins important. Nous avons, dans un premier temps, soumis un échantillon LNOI vierge à ce plasma, puis nous avons vérifié l'état de la surface par AFM (figure 4.19). Sous ces conditions, la rugosité est de 200 pm et l'on ne retrouve pas les grains qui ont été observés après le plasma O_2 précédent. Ce plasma peut donc être utilisé sans craindre une dégradation importante du $LiNbO_3$. Par ailleurs, ce plasma est effectué directement dans la chambre de gravure RIE.

Ce dernier point est important car cela signifie que l'on peut supprimer la PMMA après gravure en laissant l'échantillon sous vide. Or, d'après l'expérience de l'équipe du LAAS, la résine après gravure est plus facile à supprimer lorsqu'il n'y a pas de remise à l'air de l'échantillon.

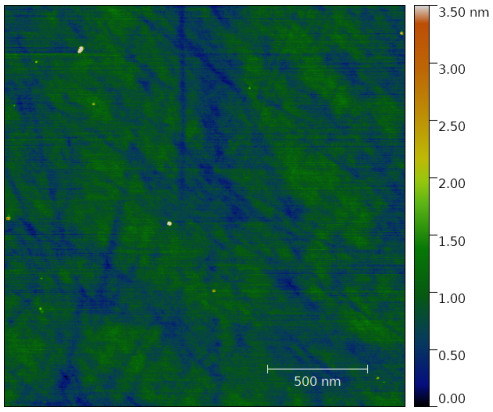


FIGURE 4.19 – Image AFM d'un échantillon LNOI vierge après un plasma O_2 (d'une puissance de 20 W et d'une pression de 35 mT) effectué dans la chambre de gravure RIE.

Nous avons fabriqué un échantillon complet par ce deuxième procédé de fabrication. Des images AFM, effectuées sur plusieurs CRIGFs, sont présentées sur la figure 4.20. L'image 4.20(a) a été réalisée sur un GC possédant un facteur de remplissage de 50 % tandis que l'image 4.20(b) a été réalisée sur un GC avec un facteur de remplissage de 80 %. Le GC de fort facteur de remplissage a été sur-dosé lors de la lithographie électronique, ce qui explique son aspect irrégulier. On observe toujours, sur le $LiNbO_3$, des grains possédant des hauteurs assez importantes (≈ 40 nm). Entre ces grains, le $LiNbO_3$ est moins rugueux que celui des images AFM de la figure 4.14. On remarque également que les dents de Si_3N_4 (sur l'image (a)) ont une rugosité très faible (environ 0,7 nm), grâce au changement de la méthode de dépôt.

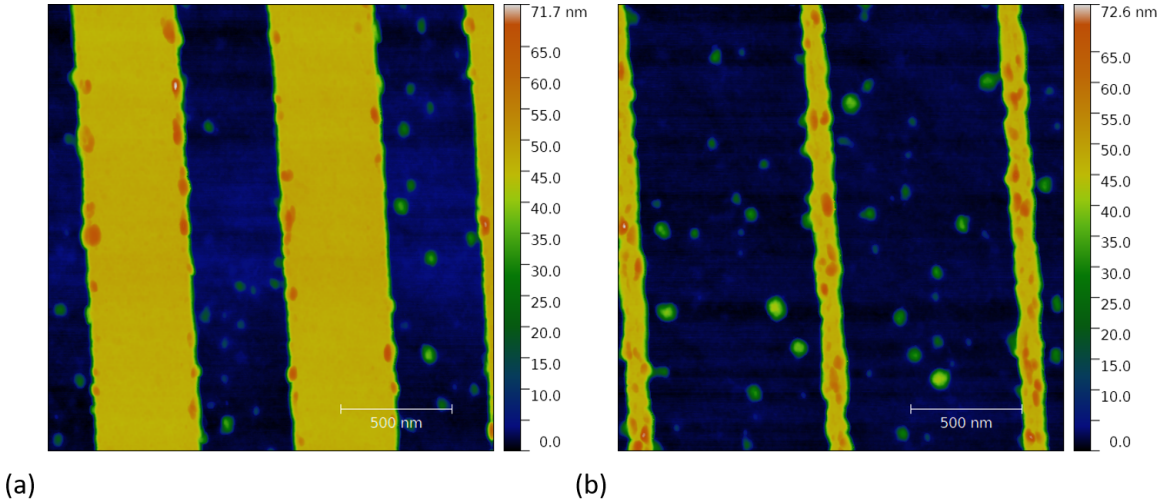


FIGURE 4.20 – Images AFM de GCs de facteurs de remplissage de 50 % (a) et de 80 % (b). L'échantillon est fabriqué en suivant le nouveau procédé de fabrication.

Malgré avoir supprimé les différentes sources d'endommagement du $LiNbO_3$, il reste

tout de même des grains de hauteurs comparables à celle des dents de Si_3N_4. Il reste donc deux étapes pouvant être responsables de la présence de ces grains. La première est le plasma de dépôt du Si_3N_4. Dans ce cas, la présence de ces grains est inévitable. La deuxième étapes pouvant être responsables de la présence de ces grains est la gravure RIE. En effet, lorsque la couche de Si_3N_4 est totalement gravée, le $LiNbO_3$ est exposé pendant un certain temps au plasma de gravure. Ce temps est suffisant pour endommager la surface du $LiNbO_3$ et permettre la formation de ces grains. Pour le montrer, nous avons soumis un échantillon LNOI vierge à ce plasma de gravure pendant quelques secondes. L'image AFM de la surface de $LiNbO_3$, après cette exposition, est présentée sur la figure 4.21.
On observe la présence de nombreux grains, de plusieurs nanomètres de hauteur, sur la surface. Parmi eux certains grains font plusieurs dizaines de nanomètres, tout comme ceux observés sur les images 4.20(a) et 4.20(b). Pour se débarrasser de ces grains il existe deux solutions : Travailler sur la recette du plasma de gravure RIE ou bien ne pas graver totalement la couche de Si_3N_4. Ces études étant toujours en cours, ces questions restent pour le moment ouvertes.

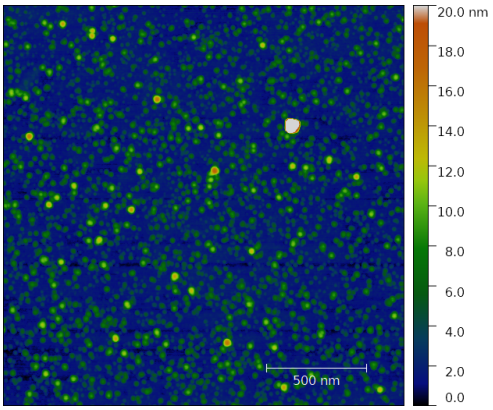


FIGURE 4.21 – Image AFM d'un échantillon LNOI vierge après exposition au plasma de gravure RIE pendant quelques secondes.

4.5 Conclusion

Pour conclure, ce chapitre présente un premier procédé de fabrication simple pour réaliser des CRIGFs non-linéaires avec un guide en $LiNbO_3$. Simple dans le sens ou nous partons d'un empilement multicouche contenant un guide fin de $LiNbO_3$ (Substrat LNOI), acheté à l'entreprise NanoLN. Les réseaux sont ensuite gravés dans une couche de Si_3N_4, déposée au préalable sur le substrat LNOI. Le dépôt et la structuration du Si_3N_4 sont des techniques bien connues car elles sont compatibles avec les procédés de fabrication en microélectronique sur silicium. La structuration du $LiNbO_3$ n'est donc pas nécessaire pour réaliser des CRIGFs, ce qui rend cette méthode de fabrication simple.
Cependant ce procédé endommage la surface du guide de $LiNbO_3$, ce qui crée des sources de pertes potentielles pour nos dispositifs. Nous avons repéré les différentes étapes technologiques qui endommagent le $LiNbO_3$ et nous avons trouvé des solutions pour les améliorer. Un deuxième procédé de fabrication à donc été développé. Malgré les différentes améliorations, nous avons montré que la gravure RIE possède un impact fort sur la surface de $LiNbO_3$ car nous observons la présence d'une multitude de grains de hauteurs comparables

à celle du réseau. La modification de la recette du plasma de gravure ou l'utilisation d'une gravure partielle du Si_3N_4 sont des études qu'il reste à faire pour éliminer la présence de ces grains sur le $LiNbO_3$.

Chapitre 5

Méthodes de caractérisations optiques

5.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons les méthodes de caractérisation optique des CRIGFs en régime linéaire et non-linéaire. Ces méthodes proviennent des différentes thèses, sur le sujet des CRIGFs, qui ont été menées dans l'équipe PHOTO du LAAS. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, le CRIGF est une cavité résonnante de petite taille excitée par la surface sous incidence normale focalisée. Les études précédentes sur le sujet ont montré que pour caractériser ce type de dispositifs, il faut assurer la superposition spectrale et la superposition spatiale de la source avec le mode de la structure. La superposition spectrale implique que la longueur d'onde du faisceau d'excitation doit correspondre à la longueur d'onde de résonance du CRIGF. Il nous faut donc pouvoir contrôler la longueur d'onde d'émission de la source. La superposition spatiale implique que le faisceau incident doit éclairer uniquement le GC du CRIGF, c'est à dire la zone permettant le couplage entre le faisceau et le mode de la structure. Ce deuxième point implique qu'il faut pouvoir visualiser et déplacer l'échantillon pour amener la zone d'intérêt sous le faisceau lumineux. Le champ électrique du faisceau incident doit également être orienté de façon à pouvoir exciter le mode, c'est à dire dans le sens des lignes du CRIGF pour un mode TE. Un contrôle de la polarisation du faisceau de pompe est donc nécessaire. De plus, il faut soit pouvoir adapter la taille du faisceau à la taille du GC, soit pouvoir adapter la taille du GC à celle du faisceau. Pour remplir ces deux grandes conditions, les thèses précédentes ont montrées qu'un montage de microscopie avec échantillon mobile et source laser accordable associée à des photodiodes était le moyen le plus efficace de mesurer les caractéristiques optiques linéaires des CRIGFs [1]. Cependant, il y a deux différences importantes entre cette thèse et les thèses précédentes.
La première est que la gamme de longueur d'onde d'excitation n'est plus la même que précédemment. En effet, dans l'équipe, les CRIGFs ont jusqu'ici été étudiés essentiellement dans le proche infrarouge autour de 850 nm alors qu'ils sont ici étudiés dans l'infrarouge télécom autour de 1550 nm. Ce changement de longueur d'onde se justifie par plusieurs raisons. Tout d'abord, avec un faisceau fondamental à 850 nm (respectivement 1550 nm), le signal de seconde harmonique a une longueur d'onde de 425 nm (respectivement 775 nm). L'absorption dans les différents matériaux constituant le CRIGF (notamment le niobate

1. Durant la toute première thèse dans l'équipe PHOTO sur les réseaux résonnants [157], une approche différente avait été utilisée, reposant sur une source large bande et une analyse par spectromètre des faisceaux transmis et réfléchis. Cette approche pose de nombreux problèmes, notamment sur l'alignement des faisceaux dans des spectromètres de haute résolution.

de lithium) étant plus élevée à 425 nm qu'à 775 nm [158, 159] il est préférable de travailler avec un fondamental dans l'infrarouge télécom. La deuxième raison est que, du point de vue nano-fabrication, il est plus facile de fabriquer des dispositifs fonctionnant à des longueurs d'onde plus élevées, la taille des structures étant proportionnelle à la longueur d'onde. Fabriquer un dispositif fonctionnant à 425 nm serait donc plus difficile, d'autant qu'on arrive aux limites de résolution du masqueur de lithographie électronique du LAAS. En outre, on trouve facilement dans la gamme de l'infrarouge télécom de très nombreux éléments optiques à la fois performants et relativement bon marchés, du fait des très nombreux développements des 30 dernières années.
Pour finir, un laser accordable à 1550 nm était également disponible dans l'équipe avant le début de ma thèse.
La deuxième différence avec les thèses précédentes est que le banc doit fonctionner simultanément dans deux gammes de longueur d'onde différentes : la gamme du fondamental à 1550 nm et la gamme de la seconde harmonique à 775 nm. C'est dans ce point que réside toute la difficulté de ce banc de mesure car cela implique que le système de microscopie doit être achromatique pour être parfaitement aligné aux deux longueurs d'onde, et il doit également permettre de séparer ces deux gammes de longueurs d'onde. De plus, il faut deux fois plus de détecteurs par rapport à un banc de mesure classique car il nous faut mesurer la réflexion et la transmission linéaire à ω du CRIGF, mais également le signal généré à 2ω en réflexion et en transmission. Pour finir, il faut idéalement avoir un système de visualisation pour chaque gamme de longueur d'onde, ce qui rend ce montage très complexe.
Deux versions du banc ont été développées lors de cette thèse. Nous verrons les origines de la première version ainsi que ses limites qui nous ont poussés à développer une deuxième version.

5.2 Première version du banc de caractérisation

Pour cette première version, le banc est constitué d'éléments adaptés à l'étude des GMRFs à 1550 nm. On y retrouve donc une source laser accordable à 1550 nm couplée à une détection par des photodiodes, comme énoncé précédemment. Il aurait également été possible d'utiliser une source de lumière blanche couplée à une détection par des spectromètres. Cependant, comme nous l'avons évoqué précédemment, il est beaucoup plus complexe d'utiliser ce type de système dans le cas des GMRFs (et par extension des CRIGFs) pour des raisons d'alignement et de filtrage spectral [157]. Ce banc est donc initialement conçu pour étudier des GMRFs. Certains éléments ont été rajoutés pour l'adapter à l'étude des CRIGFs. Notamment un système de visualisation dans le visible pour permettre de repérer les différents dispositifs sur l'échantillon étudié, ainsi que les lentilles adéquates pour permettre de focaliser le faisceau sur une zone d'intérêt très petite. Par la suite, d'autres éléments ont été rajoutés pour permettre de collecter le signal généré à la fréquence 2ω. Un schéma du banc de mesure est présenté sur la figure 5.1.

Ce banc peut être décomposé en 4 parties distinctes : La source, la visualisation, l'échantillon et la détection.
Pour la source il nous faut un laser dont la longueur d'onde varie rapidement et précisément et dont la puissance reste constante. La polarisation et la taille du faisceau laser doivent pouvoir être contrôlées facilement par l'utilisateur. Nous avons donc utilisé une source laser continue accordable (SANTEC TSL-550) dont la longueur d'onde peut varier de 1500 nm à 1630 nm et dont la puissance peut monter jusqu'à 20 mW. Tel qu'est monté

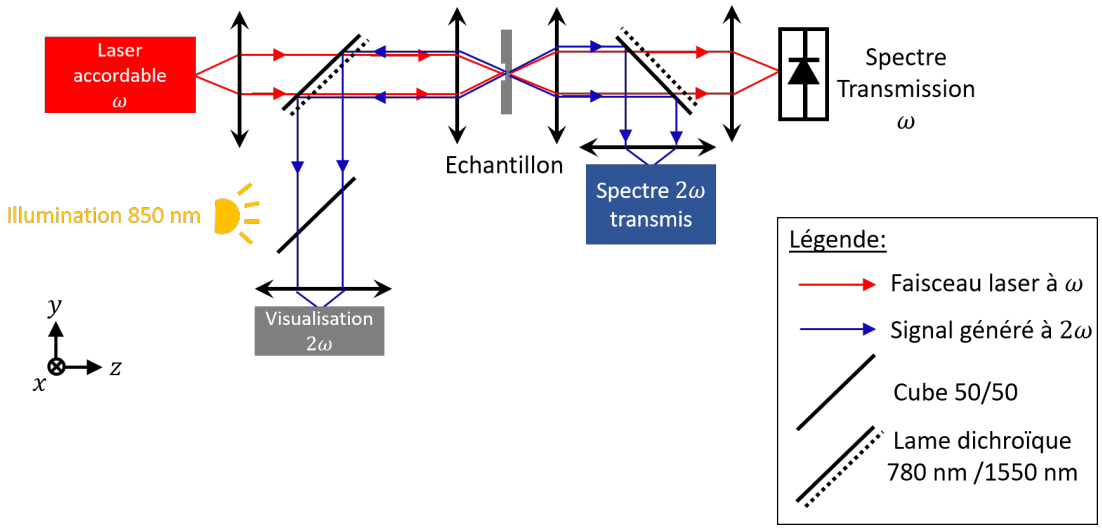


FIGURE 5.1 – Schéma de la première version du banc de caractérisation des CRIGFs non-linéaires.

le banc, la polarisation est fixée et ne peut pas être contrôlée par l'utilisateur. De la même façon, la taille du faisceau laser est fixée par les différentes lentilles présentes en amont de l'échantillon.
Concernant la visualisation, nous souhaitons pouvoir observer l'échantillon ainsi que la source laser. Il nous faut donc un système d'imagerie permettant d'éclairer et d'observer l'échantillon dans le visible et le proche IR, et qui doit également permettre l'observation de la gamme de longueurs d'onde autour de 1550 nm. Ce système doit également permettre d'observer le signal à la fréquence 2ω généré par le CRIGF. Pour finir, ce système d'imagerie doit être achromatique afin que les faisceaux à ω et 2ω soient focalisés au même endroit. Sur cette première version du banc, l'échantillon est éclairé en réflexion par une LED à 850 nm, et l'observation de l'échantillon se fait par une caméra silicium placée également en réflexion. La source laser à 1550 nm n'est pas imagée par cette caméra qui n'est sensible que dans le visible et le proche infrarouge.
La rôle de la partie « échantillon » est d'assurer le recouvrement spatial du faisceau incident avec la zone de couplage du CRIGF, comme expliqué dans l'introduction. L'échantillon doit donc pouvoir être déplacé en x, y et z de manière très précise. Pour cela, l'échantillon est fixé à une platine motorisée de grande précision (SMARACT SLC-1730 3 axes).
Idéalement, la partie « détection » doit permettre de mesurer les signaux réfléchis et transmis à la fréquence ω, mais également les signaux à la fréquence 2ω générés en réflexion et en transmission. Il faudrait donc un moyen de séparer les 2 faisceaux à la fréquence ω des 2 faisceaux à la fréquence 2ω afin de les mesurer par quatre détecteurs différents. Cependant, dans cette première version du banc, tous ces signaux ne sont pas mesurés. La transmission linéaire de la structure est mesurée par une photodiode InGaAs. Une lame dichroïque, en amont de cette photodiode, permet d'envoyer le signal généré à 2ω en transmission vers un spectromètre UV-visible. Le signal à 2ω en réflexion n'est pas mesuré mais peut être observé par la caméra de visualisation. La réflexion linéaire du CRIGF n'est pas non plus mesurée sur ce montage.

Nous allons maintenant évoquer les différentes limites et les différents problèmes de ce banc de mesure.

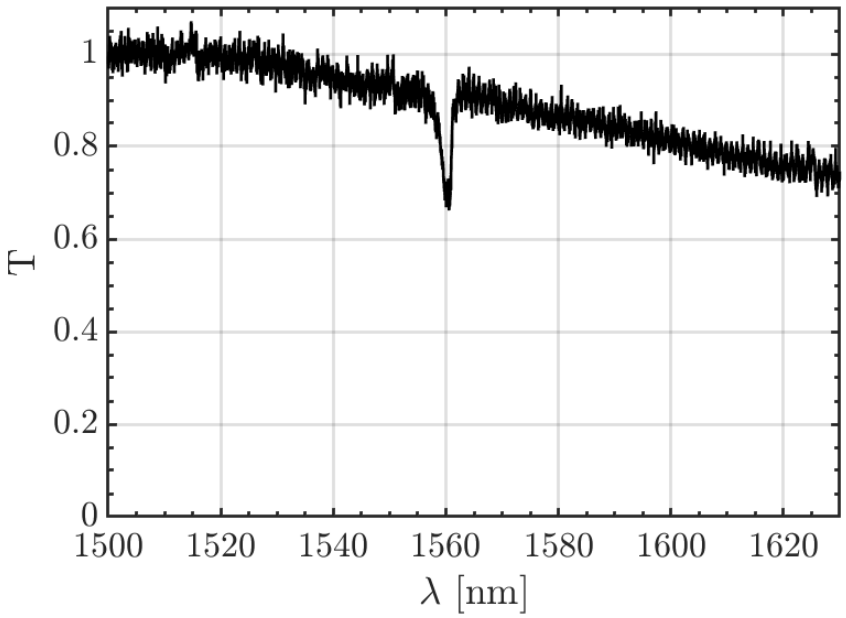


FIGURE 5.2 – Exemple de spectre de transmission d'un CRIGF obtenu par la première version du banc de mesure.

La première limite évidente est que nous n'avons pas accès aux mesures du signal linéaire en réflexion ainsi que du signal de seconde harmonique en réflexion. Ces deux informations sont pourtant très importantes pour caractériser complètement notre dispositif.
Concernant l'excitation du mode du CRIGF, nous savons que le couplage entre le faisceau et le mode de la structure est optimal lorsque la taille du faisceau est identique à la taille du GC. Or, sur ce montage, nous ne contrôlons pas la taille du faisceau incident. Nous ne pouvons donc pas optimiser ce couplage, ce qui a pour conséquence de diminuer les performances de nos dispositifs. De la même façon, nous ne contrôlons pas de manière précise la polarisation du faisceau incident. Nous avons donc probablement une partie de l'énergie du faisceau qui ne peut se coupler au mode du CRIGF, car son champ électrique n'est pas parfaitement aligné avec les dents du GC.
Pour finir, nous avons beaucoup de difficultés à mesurer les caractéristiques linéaires de nos CRIGF. Les trous dans les spectres en transmission de nos dispositifs ne descendent jamais en dessous de 70 % à la résonance (voir figure 5.2), ce qui est très différent des résultats qui ont déjà été obtenus dans l'équipe du LAAS, c'est à dire des transmissions à la résonance descendant jusqu'à 30 %). Bien que ces performances soient également une conséquence des défauts de fabrication, nous supposons que la méthode de caractérisation de ces CRIGFs n'est pas la plus adaptée. En effet, ce premier montage a été conçu dans le même esprit qu'un montage permettant d'étudier les GMRFs. Les différents éléments optiques ne sont donc pas optimisés pour faire de la microscopie sur nos échantillons. Or, d'après l'expérience des chercheurs du LAAS dans ce domaine, les montages de microscopie sont bien plus efficaces pour obtenir des spectre linéaires de bonne qualité.
En prenant ces différentes limites en compte, nous avons donc décidé de développer un deuxième banc de mesure plus complet et adapté à l'étude des CRIGFs.

5.3 Deuxième version du banc de caractérisation

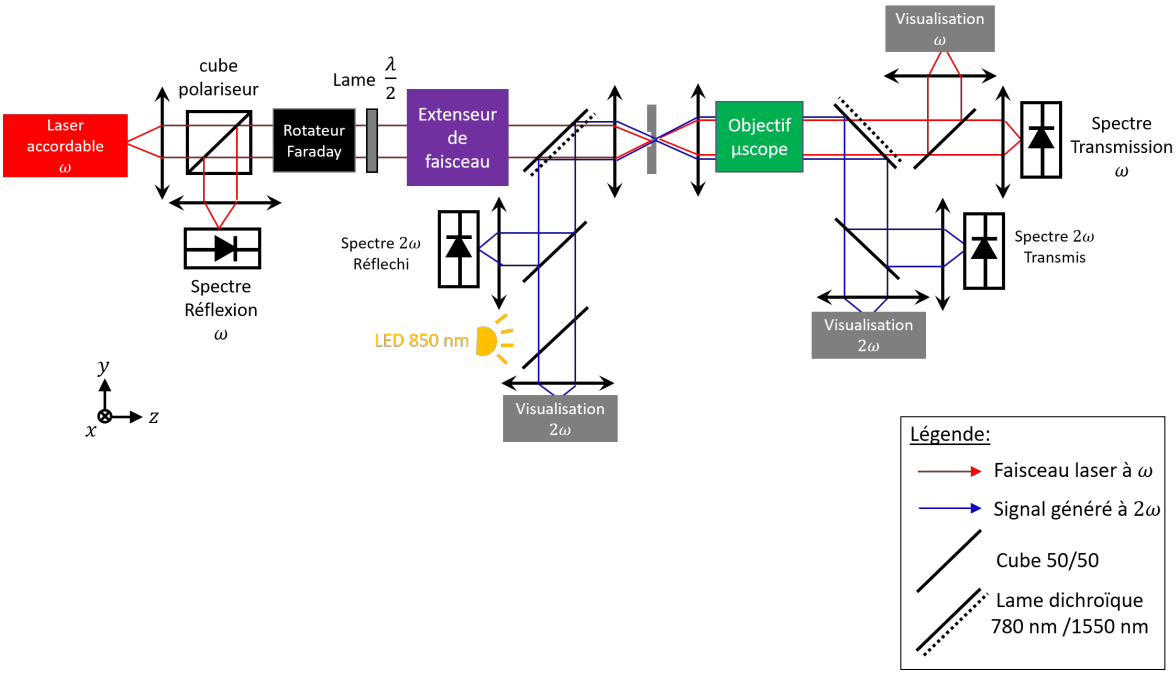


FIGURE 5.3 – Schéma de la deuxième version du banc de caractérisation des CRIGFs non-linéaires.

La deuxième version du banc est présentée sur la figure 5.3. Pour détailler le fonctionnement et la composition de ce banc nous allons décrire, comme précédemment, les quatre parties qui le composent.
La partie « source » est composée du même laser accordable que dans la première version. Cependant, la direction de polarisation du faisceau est contrôlée par un cube polariseur couplé à une lame demi-onde dont la rotation est contrôlée par l'utilisateur. Ces éléments permettent donc d'ajuster la polarisation du faisceau incident pour maximiser le couplage avec le mode du CRIGF. En plus du contrôle de la polarisation, le contrôle de la taille du faisceau est effectué par un extenseur de faisceau qui permet de multiplier de 2 à 5 fois la taille du faisceau à son entrée. Il est donc maintenant possible d'adapter spatialement la taille du faisceau après focalisation à celle du GC du CRIGF étudié.
Concernant la partie « visualisation », une caméra IR est placée en transmission pour pouvoir observer le faisceau laser à 1550 nm. Une caméra silicium en réflexion et une caméra silicium en transmission permettent d'observer l'échantillon par un éclairage LED à 850 nm. Un objectif de microscope apochromatique est utilisé en transmission pour permettre une meilleure imagerie de l'échantillon, ainsi qu'une mise au point simultanée sur les caméras observant les signaux ω et 2ω. Le montage est donc réglé pour que les 3 caméras observent le même plan focal, qui correspond à celui où est le CRIGF.
La partie « échantillon » étant la même que précédemment, nous ne la détaillerons pas plus ici.
Pour finir, la partie « détection » est beaucoup plus complète que précédemment. Le signal réfléchi à ω est maintenant collecté par une photodiode InGaAs. Le signal généré à 2ω est collecté en réflexion et en transmission par une photodiode à avalanche en silicium.
Pour résumer, cette deuxième version nous permet de maximiser le couplage du faisceau incident avec le mode du CRIGF et de récupérer tous les signaux transmis, réfléchis et

générés par ce dernier. Nous avons donc accès à une caractérisation complète de nos échantillons sans incertitude sur la qualité d'excitation de la résonance des différents CRIGFs. Il devient donc beaucoup plus simple de comparer plusieurs dispositifs entre eux.

Voici maintenant la caractérisation complète du même CRIGF que précédemment avec ce nouveau montage (figure 5.4). La réflexion est normalisée par rapport au signal réfléchi sur un miroir d'or et la transmission est normalisée par le signal mesuré sans échantillon.

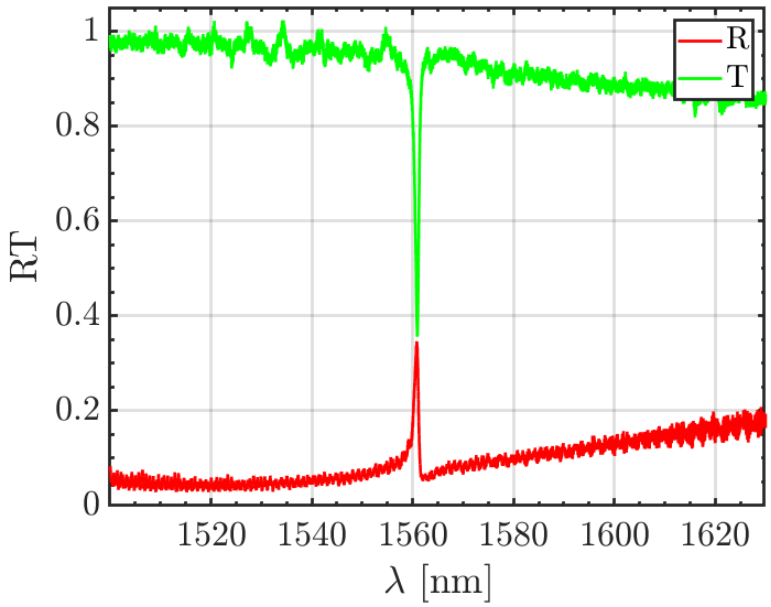


FIGURE 5.4 – Spectre de réflexion et de transmission du même CRIGF que précédemment (voir figure 5.2).

Pour cette mesure, le diamètre du faisceau a été mesuré à environ 9 μm, ce qui correspond à la taille du GC étudié. On voit sur la figure que la transmission de cet échantillon tombe à 36 % à la résonance, contrairement à la même mesure sur la première version du banc. De plus, nous avons cette fois-ci accès à la réflexion du CRIGF, qui est de 35 % à la résonance. Un bilan d'énergie nous permet d'estimer les pertes de ce CRIGF, à environ 30 %. La mesure de ces spectres linéaires permet donc d'extraire beaucoup plus d'informations de notre échantillon qu'avec la première version du montage. De plus, le contrôle du faisceau incident (polarisation, diamètre) nous permet d'être beaucoup plus confiant sur le fait que nous excitons correctement le mode de la structure.

5.4 Conclusion

Pour résumer, cette deuxième version nous permet, premièrement, d'optimiser le couplage entre le faisceau incident et le mode du CRIGF en jouant sur la taille du faisceau et sur sa polarisation. Le but étant que la quasi-totalité du faisceau se couple dans le mode de la structure. Deuxièmement, ce montage est un montage de microscopie, ce qui nous permet d'obtenir un système d'imagerie beaucoup plus robuste que précédemment ainsi que des spectres linéaires de meilleure qualité. Pour finir, à travers les différents détecteurs et caméras, ce montage permet une étude complète de tous les signaux linéaires et

non-linéaires émis perpendiculairement à l'échantillon. La comparaison entre deux structures différentes ou deux échantillons différents est donc beaucoup plus simple car il y a moins d'incertitudes sur les différents paramètres d'excitation de la résonance. De plus, la reproductibilité des mesures est bien meilleure à l'aide de ce deuxième montage.

Chapitre 6

Optimisation d'une structure anti-reflet

6.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons la première structure que nous avons utilisée pour étudier la seconde harmonique générée (SHG) dans un CRIGF. Nous avons conçu cette structure de la même manière que les filtres en réflexion, c'est à dire que l'empilement multicouche est un empilement anti-reflet à la longueur d'onde de travail [143]. Nous avons choisi cette méthode de conception simplement car c'était la méthode la plus utilisée dans la littérature pour réaliser des CRIGFs efficaces. Nous verrons par la suite que ce n'est ni la méthode la plus simple ni la méthode la plus adaptée pour optimiser la SHG dans un CRIGF (chapitre 7).
Ce premier échantillon a permis une démonstration théorique et expérimentale de doublage de fréquence dans un CRIGF [151]. Nous expliquerons comment nous avons confirmé qu'il s'agissait bien d'une génération de seconde harmonique et nous quantifierons l'exaltation par le CRIGF de la SHG.
Dans une deuxième partie, nous étudierons théoriquement et expérimentalement l'influence de divers paramètres géométriques sur la SHG obtenue sur un deuxième échantillon. Nous verrons ainsi qu'il est possible de contrôler précisément sa longueur d'onde d'émission.
Dans une troisième partie, nous mettrons en évidence la présence d'effets thermiques, à forte puissance du laser de pompe, conduisant à une bistabilité optique dans notre échantillon. Nous verrons également que ces effets thermiques permettent de mettre en évidence une dérive technologique du procédé de dépôt de couches minces utilisé pour la fabrication des échantillons. Pour finir, nous listerons d'autres problèmes, lors de la fabrication de ces structures, qui nous ont poussés à développer une nouvelle méthode de conception de nos dispositifs.

6.2 Première démonstration du doublage de fréquence dans un CRIGF

6.2.1 Conception d'une structure anti-reflet

Comme annoncé dans l'introduction, nous sommes partis d'une méthode de conception « classique » pour nos structures. Cette méthode repose sur l'optimisation des différentes couches pour réaliser simultanément une structure anti-reflet et un guide d'onde mono-

mode à la longueur d'onde de travail ($\lambda_\omega = 1{,}55\,\mu$m). En effet, le CRIGF étant par définition un filtre en réflexion, ce choix de conception semble cohérent pour obtenir une structure efficace en régime linéaire. Un premier échantillon test a donc été développé, avant le début de ma thèse, selon cette méthode de conception. Pour obtenir cet empilement anti-reflet à 1,55 μm, un bi-couche Si_3N_4/SiO_2 a été déposé sur un échantillon LNOI, comme le montre le schéma de la figure 6.1(a). Le procédé de fabrication de cet échantillon test n'est pas exactement le même que celui présenté dans le chapitre 4. Les différents réseaux du CRIGF ont été gravés dans la couche de Si_3N_4, déposée par ICP-PECVD, en utilisant la lithographie par nano-impression suivi d'une gravure RIE [150, 149]. Les dents du CRIGFs sont alignées avec l'axe extraordinaire du guide de $LiNbO_3$ pour maximiser les effets non-linéaires d'ordre 2. L'encapsulation de SiO_2 a ensuite été réalisée par ICP-PECVD également. Les épaisseurs des couches ont été mesurées par ellipsométrie sur des échantillons témoins (substrat de Si sous-jacent), à 72 nm pour la couche de Si_3N_4 et à 323 nm pour la couche de SiO_2. La cartographie de réflectivité théorique de l'empilement à $\lambda = 1{,}55\,\mu$m, en fonction des épaisseurs de Si_3N_4 et de SiO_2, permet de vérifier que la réflectivité de cet empilement est inférieure à 2 % pour les épaisseurs mesurées (voir la figure 6.1(b)). Pour cette cartographie, le réseau est modélisé comme une couche homogène d'indice moyen. La structure est donc bien anti-reflet à $\lambda_\omega = 1{,}55\,\mu$m.

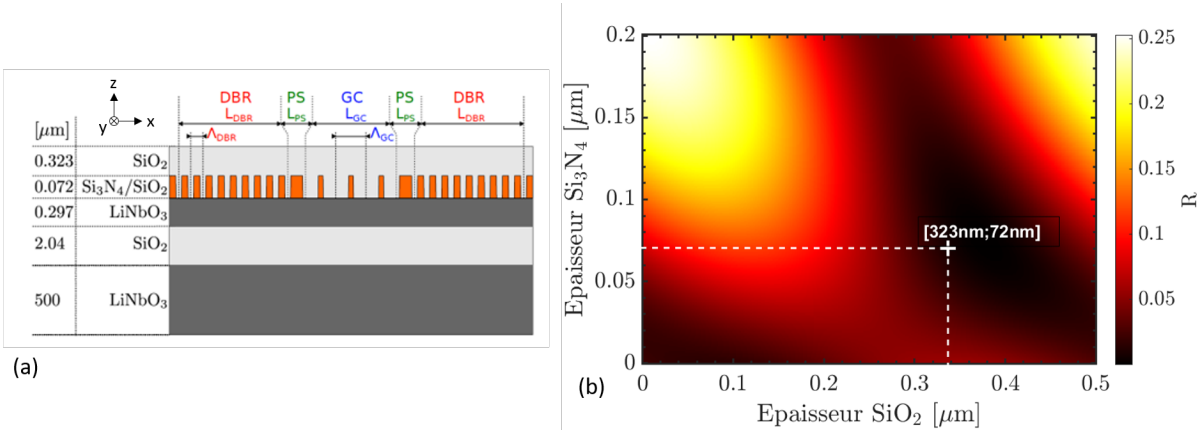


FIGURE 6.1 – (a) Schéma de la structure CRIGF anti-reflet à 1,55 μm. (b) Cartographie de la réflectivité de l'empilement multicouche expérimental en fonction des épaisseurs de Si_3N_4 et de SiO_2.

La période du GC est de $\Lambda_{GC} = 865$ nm et est calculée pour un couplage du faisceau incident avec le mode $TE_0(\omega)$ du guide autour de 1,55 μm. Ce GC est constitué de 21 dents et son facteur de remplissage en air a été mesuré à 0,45. La structure étant illuminée en incidence normale, la période des DBRs correspond à la moitié de celle du GC, soit $\Lambda_{DBR} = 432{,}5$ nm pour un facteur de remplissage mesuré à 0,5. Chaque DBR est constitué de 400 périodes pour permettre une réflexion totale du mode dans la structure et ainsi limiter les pertes dans le plan du CRIGF. La longueur des zones de phase est choisie de manière à superposer spectralement un mode de la cavité Fabry-Pérot planaire avec le mode découplé par le GC. Cette longueur est L_{PS}=1,125×Λ_{GC} d'après les différentes études réalisées dans la littérature et dans l'équipe PHOTO du LAAS [143]. La dimension transverses des dents des différents réseaux, supposée infinie théoriquement, est arbitrairement fixée à 50 μm. Ce premier échantillon étant un échantillon de test préliminaire, aucune variation paramétrique n'a été effectuée.

6.2.2 Étude linéaire théorique et expérimentale du CRIGF

Nous avons tout d'abord étudié cette structure théoriquement, par FMM, en régime linéaire. La structure modélisée ne contient pas le substrat épais en $LiNbO_3$ mais un substrat semi-infini en SiO_2. Le nombre de coefficients de Fourier utilisé pour la modélisation est de 700, ce qui permet de prendre en compte trois ordres de diffraction du GC (voir chapitre 3). Le rayon du faisceau gaussien incident est choisi à 9 μm pour recouvrir totalement la zone centrale du CRIGF et la polarisation du champ électrique est orientée parallèlement aux dents du GC (excitation TE). Les spectres linéaires de réflexion et de transmission, pour ce CRIGF, sont présentés sur la figure 6.2(a).

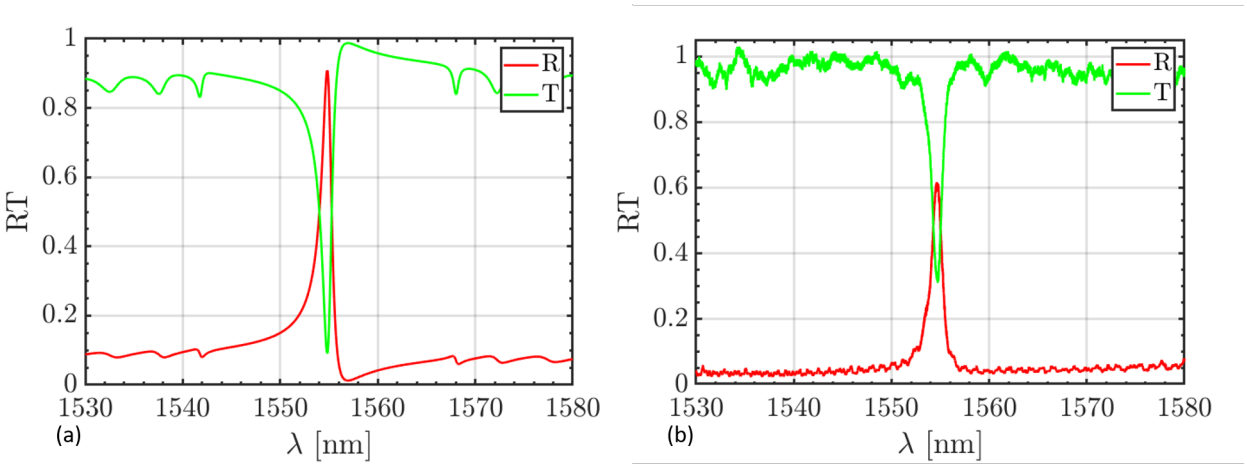


FIGURE 6.2 – Spectres de réflexion et de transmission, théoriques (a) et expérimentaux (b), obtenus pour le CRIGF de l'échantillon test.

Sur cette figure, on observe un pic de résonance sur la courbe de la réflexion (rouge) à 1554,9 nm. A la résonance, la réflexion monte à 90 % tandis que la transmission (vert) tombe à 10 %. Notons que la réflexion hors résonance n'est pas celle de l'empilement multicouche fabriqué. Cette différence provient du fait que l'on ne considère pas le substrat épais de $LiNbO_3$ lors de la modélisation FMM du CRIGF. La structure étudiée par FMM n'est donc pas anti-reflet.
Les spectres de réflexion et de transmission, mesurés pour ce CRIGF, sont présentés sur la figure 6.2(b). Le rayon du faisceau a été mesuré à environ 9 μm pour cette expérience. On observe un pic de résonance sur la réflexion (rouge) et un trou sur la transmission (vert) de l'échantillon pour une longueur d'onde de 1554,7 nm. La réflexion passe d'une valeur moyenne de 5 % hors résonance à environ 60 % à la résonance. De même, la transmission passe de 98 % à 32 % à la résonance.
On remarque que le somme de la réflexion et de la transmission à la résonance n'est pas de 100 %. Les 8 % manquants au bilan d'énergie correspondent aux pertes dans l'échantillon. Ces pertes peuvent avoir différentes origines. La première est l'absorption des matériaux, qui n'est pas strictement nulle autour de ces longueurs d'onde. Les pertes peuvent également provenir de diffusions ponctuelles dans l'échantillon dues à des défauts de fabrication (irrégularité des motifs gravés). Pour finir, il est également possible que les DBRs ne réfléchissent pas la totalité du mode dans la structure (pertes de transmission dans le guide à travers les DBRs). Une partie de l'énergie peut donc s'échapper de la cavité planaire.
Malgré ces pertes, nous remarquons que ces résultats expérimentaux sont en très bon accord avec les simulations numériques précédentes. De plus, la largeur spectrale de cette

résonance est mesurée à 1,36 nm. Cette valeur est très proche de celle prédite par FMM et qui est de 1,45 nm.
Pour finir, nous observons une différence d'aspect entre le pic de résonance théorique et le pic de résonance expérimental. En effet, la courbe théorique possède une allure de résonance de Fano [160] tandis que la courbe expérimentale est quasi-lorentzienne. Cette différence est due au fait que nous ne considérons pas l'empilement multicouche complet lors de la modélisation FMM (substrat semi-infini). L'empilement étudié en FMM n'est donc anti-reflet, ce qui explique l'allure asymétrique du pic de résonance.

6.2.3 Modélisation FMM de la SHG dans un CRIGF

Après nous être assurés du bon fonctionnement de ce CRIGF en régime linéaire, nous avons ensuite pu l'étudier en régime non-linéaire. Nous avons tout d'abord simulé numériquement la réponse de ce CRIGF par FMM. Les spectres théoriques de la SHG en réflexion et en transmission, sont présentés sur la figure 6.3.

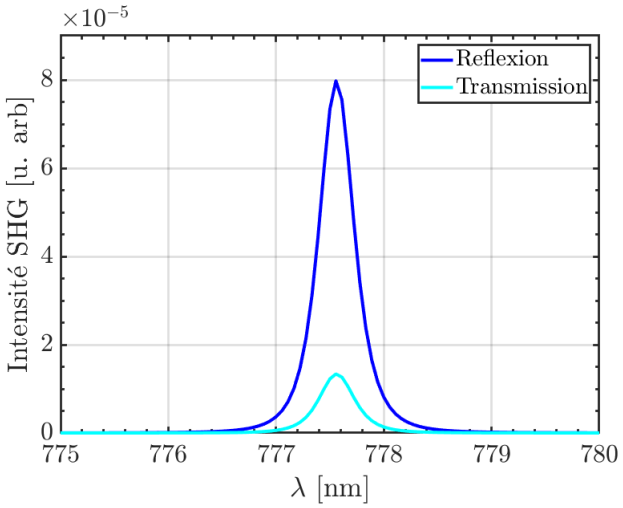


FIGURE 6.3 – Spectres théoriques (FMM) de la SHG rayonnée par le CRIGF en réflexion (bleu) et en transmission (cyan).

Sur ces spectres, on observe un pic de résonance lorentzien centré à 777,5 nm. Pour des longueurs d'onde loin de la résonance, la SHG est nulle, que ce soit en réflexion (bleu) ou en transmission (cyan). On remarque également que la seconde harmonique rayonnée en réflexion, à la résonance, est environ 6 fois supérieure à celle rayonnée en transmission. Cette forte augmentation de la SHG apparait à la moitié de la longueur d'onde de résonance du CRIGF (1554,9 nm). En effet, le champ à la fréquence fondamental ω dans le guide de $LiNbO_3$ est maximal lors de l'excitation du mode du CRIGF, et est quasiment nul hors résonance. Il est donc logique d'obtenir un signal de SHG important à la moitié de la longueur d'onde de résonance du CRIGF et un signal quasiment nul loin de cette longueur d'onde. Le CRIGF permet donc bien, théoriquement, d'exalter le phénomène de génération de seconde harmonique.
Pour quantifier théoriquement cette exaltation, nous avons comparé la SHG du CRIGF à celle générée par différentes structures (voir tableau 6.1).

Dans ce tableau, nous avons utilisé comme référence l'empilement multicouche (non structuré) de notre CRIGF pour comparer le signal à 2ω des différentes structures. L'intensité de SHG rayonnée par le CRIGF est 4 ordres de grandeur supérieure à celle rayon-

Structure	**Rayon du faisceau [μm]**	**Amplitude SHG [arb.u]**
Multicouche	9	1
$LiNbO_3$ (500 μm)	9	731
GMRF	100	1500
CRIGF	9	51667

Tableau 6.1 – Comparaison théorique de l'intensité de SHG, rayonnée par différentes structures, pour différentes tailles de faisceau incident.

née par le même empilement non-structuré. Cette différence très importante s'explique simplement. Pour l'empilement multicouche, l'interaction entre le champ de pompe en incidence normale et le matériau non-linéaire est très faible, car l'épaisseur de la couche est très faible (300 nm). Pour le CRIGF, le faisceau de pompe est couplé dans le guide et localisé dans la cavité Fabry-Pérot planaire, ce qui augmente considérablement le temps d'interaction avec le matériau non-linéaire.
Nous avons effectué la même comparaison pour un cristal massif de $LiNbO_3$ épais (500 μm). Dans ce cas, la SHG rayonnée par ce cristal épais est environ 71 fois inférieure à celle générée par le CRIGF.
Pour finir le CRIGF est comparé à un GMRF, constitué du même empilement et de longueur similaire, éclairé par un faisceau de 100 μm de rayon pour permettre une bonne excitation du mode supporté. Nous remarquons que la SHG rayonnée par le CRIGF est 35 fois plus importante que celle générée par le GMRF. Ce dernier résultat montre l'intérêt du CRIGF par rapport au GMRF pour exalter la génération de seconde harmonique. En effet, dans le cas du CRIGF, la focalisation du faisceau incident permet d'atteindre des champs locaux plus importants que dans le cas du GMRF.

Nous avons également analysé, par FMM, le diagramme de rayonnement de la SHG de ce CRIGF. Pour le faisceau de pompe, seule l'énergie rayonnée dans l'ordre 0 du GC est propagative dans l'air. Le CRIGF réfléchit et transmet donc la lumière dans la direction normale à l'échantillon, lorsque l'on est dans le cas de l'incidence normale.
Pour la seconde harmonique, l'ordre 0 du GC n'est plus le seul ordre propagatif dans l'air. De plus, les DBRs n'ont pas le rôle de miroirs pour la SHG mais découplent une partie de l'énergie de seconde harmonique. Les figures 6.4(a) et 6.4(b) représentent les diagrammes de rayonnement, de l'intensité de SHG, par le GC et par les DBRs.
Sur le diagramme de rayonnement du GC (figure 6.4(a)), on observe des pics d'émission à 3 angles différents. Le pic le plus intense est rayonné pour un angle $\theta = 0°$. On observe également des pics, moins intenses, pour $\theta = \pm 64°$. Pour finir, des pics de faible intensité sont observés pour $\theta = \pm 43°$.
Sur le diagramme de rayonnement des DBRs (6.4(b)), on observe 2 pics à $\theta = \pm 13°$ et un large pic à $\theta = 0°$. Nous constatons également l'intensité rayonnée par les DBRs est beaucoup plus faible que celle rayonnée par le GC.
Pour expliquer ces différents angles de rayonnement, nous détaillons les différentes voies de découplage de l'onde à 2ω générée. Tout d'abord, nous savons que le mode à ω est une

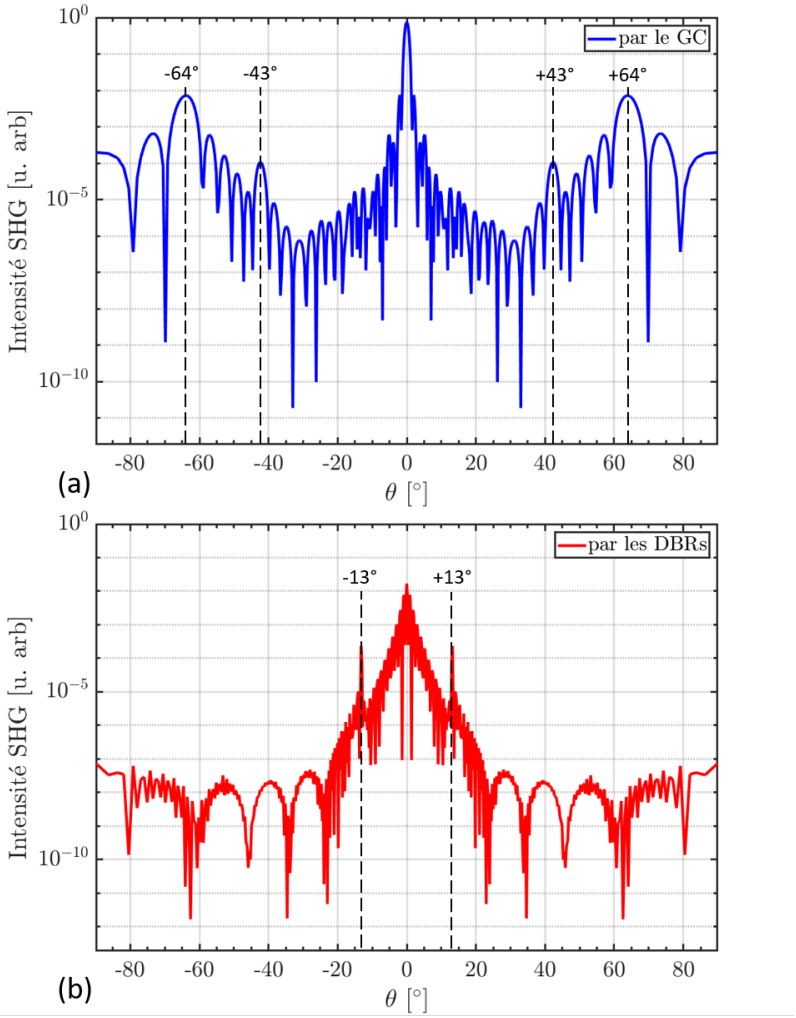


FIGURE 6.4 – Diagrammes de rayonnement de l'intensité de SHG, par le GC (a) et par les DBRs (b).

onde stationnaire de période Λ_{GC}. Cette onde stationnaire alterne des ventres de signe opposé, calés en phase avec les dents du réseau de couplage, comme le montre le schéma de la figure 6.5 [161].

Ce mode à ω, lorsqu'il est suffisamment intense, génère un champ de polarisation à 2ω de période spatiale deux fois plus faible (car proportionnel au carré du champ à ω). Notons que l'onde stationnaire à ω est formée par les deux ondes contrapropagatives $+k(\omega)$ et $-k(\omega)$. Les équations qui suivent sont valables uniquement pour l'onde propagative $+k(\omega)$. Par symétrie, nous en déduirons le découplage de l'onde contrapropagative $-k(\omega)$. Le lien entre la constante de propagation du champ de seconde harmonique et le mode à ω est donc donné par l'équation (6.1).

$$k(2\omega) = 2k(\omega) \tag{6.1}$$

Nous obtenons donc un plan de dipôles à 2ω qui peut être rayonné dans l'espace libre par le GC. L'équation de couplage correspondante est la suivante :

$$k_x(2\omega) = k(2\omega) - m \times K_{GC} \tag{6.2}$$

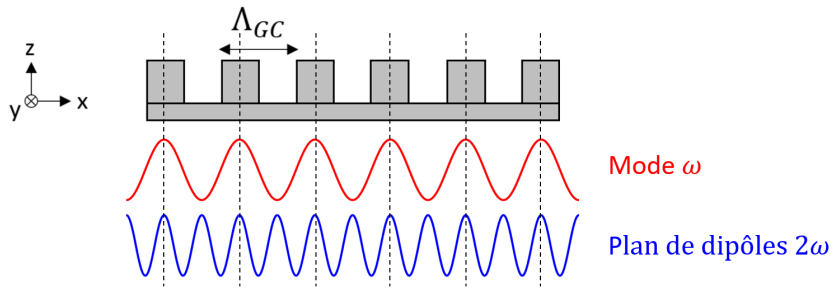


FIGURE 6.5 – Schéma de l'onde stationnaire à ω et du champ généré à 2ω, en dessous du GC. Les champs sont séparés verticalement pour plus de clarté.

avec $k_x(2\omega)$ les fréquences spatiales selon x des différents champs rayonnés par les ordres m du GC, et K_{GC} le vecteur du GC.
Le vecteur K_{GC} étant égal (en première approximation) à la constante de propagation $k(\omega)$ du mode à ω dans le CRIGF, nous pouvons écrire :

$$k(\omega) = k_0(\omega) \times n(\omega) = \frac{1}{2} \times k_0(2\omega) \times n(\omega) = K_{GC} \tag{6.3}$$

avec $n(\omega)$ l'indice effectif du mode à ω. $k_0(\omega)$ et $k_0(2\omega)$ sont les vecteurs d'onde à ω et 2ω dans le vide.
En remplaçant les équations (6.1) et (6.3) dans l'équation (6.2), on peut remonter aux angles de diffraction θ_m des différents ordres du GC :

$$\theta_m = \arcsin\left(\frac{k_x(2\omega)}{k_0(2\omega)}\right) = \arcsin\left[n(\omega)\left(1 - \frac{m}{2}\right)\right] \tag{6.4}$$

Sachant, que l'indice effectif du mode à ω est $n(\omega) \simeq 1{,}8$, l'équation précédente, nous donne que :

— l'ordre $m = 1$ du GC est rayonné à $\theta = 64°$;
— l'ordre $m = 2$ du GC est rayonné à $\theta = 0°$;
— l'ordre $m = 3$ du GC est rayonné à $\theta = -64°$.

Ces angles correspondent uniquement au découplage de l'onde propagative $+k(\omega)$. Il nous faut donc considérer également le découplage de l'onde $-k(\omega)$ qui, par raison de symétrie, se découple de la façon suivante :

— l'ordre $m = -1$ est rayonné à $\theta = -64°$;
— l'ordre $m = -2$ est rayonné à $\theta = 0°$;
— l'ordre $m = -3$ est rayonné à $\theta = 64°$.

Nous retrouvons bien ces pics sur le diagramme de rayonnement du GC.
Bien que ce champ à 2ω soit majoritairement présent sous le GC, une partie de ce champ peut être découplée par les DBRs. En modifiant les équations précédentes de manière à inclure le vecteur des DBRs ($K_{DBR} = 2K_{GC}$), nous pouvons montrer que ce plan de dipôles peut être rayonné à $\theta = 0$ par les ordres ± 1 des DBRs. Nous retrouvons bien ce pic sur la figure 6.4(b).

Le plan de dipôles à 2ω peut également se coupler au mode $\mathrm{TE}_0(2\omega)$ de la structure avant d'être rayonné par le GC et les DBRs. L'équation de couplage du mode $\mathrm{TE}_0(2\omega)$, de constante de propagation $k(2\omega)$, avec les modes rayonnés dans l'espace libre ($k_x(2\omega)$) par un réseau est :

$$k_x(2\omega) = k(2\omega) - mK \tag{6.5}$$

avec K le vecteur du GC ou des DBRs. $k(2\omega) = k_0(2\omega)n(2\omega)$ est la constante de propagation du mode $TE_0(2\omega)$, d'indice effectif $n(2\omega)$.
De la même manière que précédemment, il est possible d'extraire les angles de diffraction du mode à 2ω par le GC :

$$\theta_m = \arcsin\left(n(2\omega) - \frac{m}{2}n(\omega)\right) \tag{6.6}$$

et par les DBRs :

$$\theta_p = \arcsin\left(n(2\omega) - p \times n(\omega)\right) \tag{6.7}$$

avec m les ordres du GC et p les ordres des DBRs. La valeur de $n(2\omega)$ est estimée par analyse modale du guide planaire : $n(2\omega) \simeq 2{,}02$.
Par l'équation (6.6) et en considérant les deux ondes contrapropagatives, nous calculons que le mode à 2ω est rayonné à $\theta = \mp 43°$ par les ordres $m = \pm 3$ du GC. Ces angles correspondent bien à ceux observés sur le diagramme de rayonnement du GC.
Par l'équation (6.7) et en considérant les deux ondes contrapropagatives, nous calculons que les pics à $\theta = \pm 13°$, sur le diagramme de rayonnement des DBRs, correspondent au découplage du mode à 2ω par les ordres $p = \pm 1$ des DBRs.
Le rayonnement correspondant au découplage du mode $TE_0(2\omega)$, par le GC ou les DBRs, est faible car la condition d'accord de phase n'est pas remplie dans cette structure.
Pour résumer, le tableau 6.2 consigne les différentes sources d'émission à 2ω, les angles d'extraction associés ainsi que la proportion d'énergie rayonnée (vers le superstrat d'air et vers le substrat de SiO_2). Nous observons ainsi que 95,66 % de la SHG est rayonnée perpendiculairement à l'échantillon.

Source	Ordre	Angle [°]	SHG [%] superstrat air	SHG [%] substrat SiO_2
Dipôles	$m = \pm 2$ (GC) et $m = \pm 1$ (DBRs)	0	80,976	14,684
Dipôles	$m = \pm 1$ et $m = \mp 3$ (GC)	± 64	2,336	1,818
$TE_0(2\omega)$	$m = \mp 3$ (GC)	± 43	0,035	0,001
$TE_0(2\omega)$	$m = \pm 1$ (DBR)	± 13	0,076	0,074

Tableau 6.2 – SHG dans le CRIGF : sources, voies d'extraction, angles d'émission associés, et proportion d'énergie rayonnée par ces voies d'extraction (vers la face avant et arrière de la structure).

6.2.4 Démonstration expérimentale

Expérimentalement, nous avons mesuré la SHG provenant du premier échantillon à l'aide d'un spectromètre UV-visible. Ainsi, nous avons pû remonter à une cartographie de cette SHG en fonction de la longueur d'onde du laser de pompe ($\lambda_{Fondamental}$) et de la longueur d'onde du signal mesuré par le spectromètre (λ_{SHG}). Pour cette mesure, la puissance du laser de pompe était de 20 mW. Cette cartographie est présentée sur la figure 6.6.

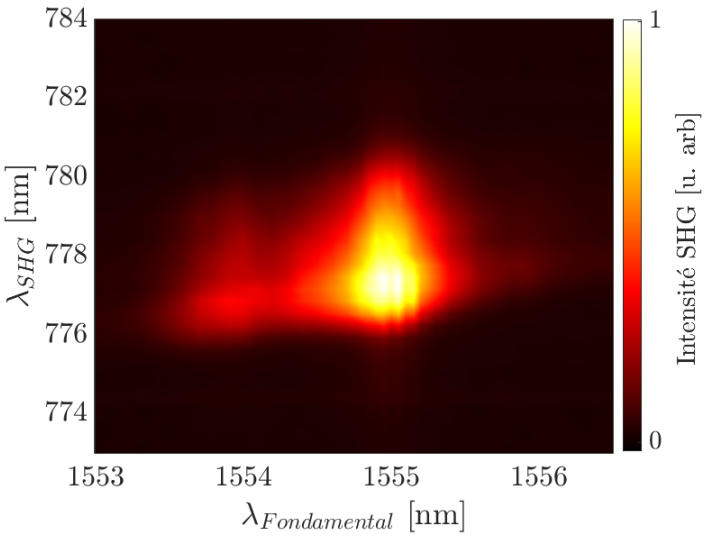


FIGURE 6.6 – Cartographie de la SHG (en transmission) en fonction de la longueur d'onde de pompe et de la longueur d'onde mesurée par le spectromètre. La puissance du laser de pompe est fixée à 20 mW.

Sur cette cartographie nous observons un faible signal, dont la longueur d'onde évolue comme la moitié de la longueur d'onde du faisceau incident. L'intensité de ce signal augmente abruptement lorsque la longueur d'onde du laser de pompe correspond à la longueur d'onde de résonance du CRIGF ($\lambda_{Fondamental} = 1555\,\text{nm}$).
Hors résonance, le faible signal mesuré correspond au doublage de fréquence du faisceau de pompe dans le substrat épais de $LiNbO_3$ (la contribution du guide de $LiNbO_3$ étant négligeable, voir le tableau 6.1). Lorsque la longueur d'onde du laser est égale à la longueur d'onde d'excitation du mode du CRIGF (autour de 1555 nm), le champ électrique dans le guide de $LiNbO_3$ devient très important. Le champ de seconde harmonique, qui dépend du carré du champ à ω, devient donc également bien plus important. Nous retrouvons bien expérimentalement les résultats des simulations numériques précédentes. Ce résultat est la preuve expérimentale que le CRIGF permet d'exalter la génération de seconde harmonique.
De plus, l'intensité de SHG mesurée à la résonance du CRIGF est environ 72 fois supérieure à l'intensité de SHG provenant du substrat épais de $LiNbO_3$. Ici encore, nous retrouvons bien expérimentalement les résultats numériques du tableau 6.1.

Nous avons ensuite étudié l'évolution de l'intensité de SHG, à la longueur d'onde de résonance du CRIGF, en fonction de la puissance du faisceau laser incident. La figure 6.7 représente l'intensité maximale de la SHG en fonction de la puissance du laser.
Nous observons une évolution quadratique de l'intensité de SHG en fonction de la puissance du laser. Cette évolution correspond bien à l'évolution attendue de la génération de seconde harmonique dans l'approximation de la pompe non-déplétée. Nous justifions ainsi cette approximation dans notre méthode de modélisation.

À l'aide d'un polariseur, nous avons également pu analyser la polarisation de la SHG et nous l'avons comparée à celle du faisceau de pompe (figure 6.8).

Cette figure présente l'intensité de SHG (bleu) en fonction de l'angle de rotation du

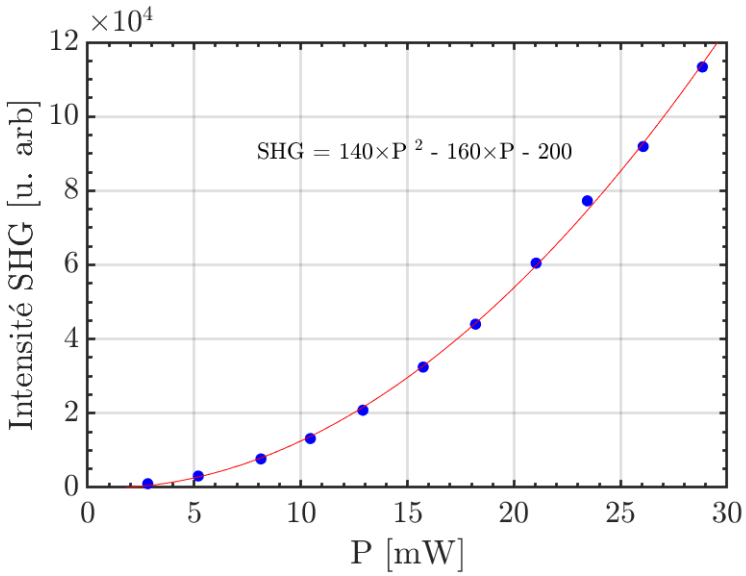


FIGURE 6.7 – Intensité de la SHG en fonction de la puissance de pompe, pour une longueur d'onde de 1555 nm. La courbe rouge représente l'ajustement quadratique des points expérimentaux.

polariseur. L'angle 0° correspond à la même polarisation que le faisceau de pompe (flèches rouges) : le champ électrique est parallèle aux dents du GC (polarisation TE).
On remarque que l'intensité de SHG est maximale lorsque l'axe du polariseur est parallèle à la polarisation du faisceau de pompe. Lorsque l'axe du polariseur est perpendiculaire à la polarisation de la pompe, l'intensité de SHG est nulle. Cela signifie que le champ électrique à 2ω est co-polarisé avec le mode du CRIGF à ω, et que cette polarisation est parallèle aux dents du GC.

Pour finir, nous avons mesuré le diagramme de rayonnement angulaire de la SHG rayonnée par le CRIGF. Pour cela, nous avons utilisé un montage $2f$-$2f$, combiné à une caméra silicium, pour observer cette SHG. Un filtre passe-bande à 780 nm et un diaphragme sont utilisés pour éliminer les différentes sources lumineuses parasites. Ce montage est placé sur une platine de rotation manuelle (graduée tous les 2°) fixée sous l'échantillon, comme le montre la figure 6.9.

Pour chaque position angulaire, nous enregistrons des images à différentes puissances de pompe pour ne pas être limité par la dynamique de la caméra. Nous normalisons ensuite ces images en les divisant par le carré de la puissance de pompe utilisée et nous les combinons pour obtenir une image à haute dynamique. Sur cette image, nous mesurons l'intensité du pic SHG.

L'échantillon étant monté sur une cassette épaisse, nous n'avons pas pu mesurer directement la SHG rayonnée en face arrière de l'échantillon car la cassette bloquait les angles de rayonnement élevés. Pour résoudre ce problème nous avons retourné le CRIGF pour l'exciter par la face arrière, ce qui ne correspond pas aux simulations numériques précédentes. Nous avons donc réalisé des simulations FMM complémentaires en excitant le CRIGF par le substrat et nous n'avons pas observé de changement sur la répartition de l'énergie dans les différents ordres diffractés. De plus, ces simulations nous indiquent que le ratio entre la SHG rayonnée vers l'air et la SHG rayonnée vers le substrat de SiO_2

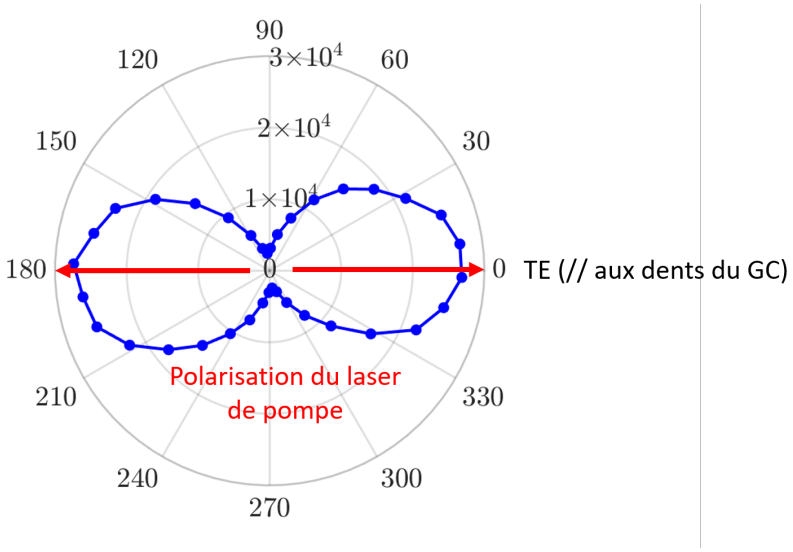


FIGURE 6.8 – Intensité de SHG, à la résonance du CRIGF, en fonction de l'angle de la polarisation.

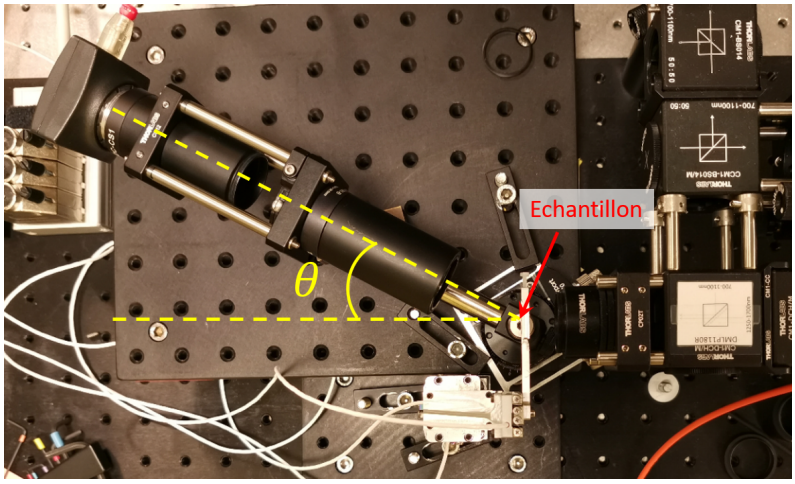


FIGURE 6.9 – Photographie du montage utilisé pour mesuré le diagramme de rayonnement SHG du CRIGF.

ne dépend pas des conditions d'excitation (par le substrat ou par le superstrat). Nous pouvons donc comparer ces mesures aux résultats numériques précédents. Le diagramme de rayonnement SHG, mesuré pour notre CRIGF excité par la face arrière, est présenté sur la figure 6.10.

Sur cette figure, on observe une intensité de SHG maximale pour un angle de 0°. Un fond diffus est également observé pour tous les angles que nous avons pu mesurer. Dans ce fond diffus, on distingue 3 pics d'intensité de SHG pour des angles de 14°, 43°, et 66°. Étant donné l'incertitude sur la position de la platine de rotation ($\Delta\theta \simeq 1°$), ces angles sont en bon accord avec ceux prédits théoriquement dans le tableau 6.2 (respectivement 13°, 43°, et 64°), et correspondent donc aux différentes voies de découplage (par le GC et les DBRs) que nous avons vues précédemment. En considérant uniquement le rayonnement vers le superstrat d'air, nous pouvons évaluer les proportions d'intensité de SHG rayonnée dans ces différentes directions et les comparer à celles obtenues théoriquement

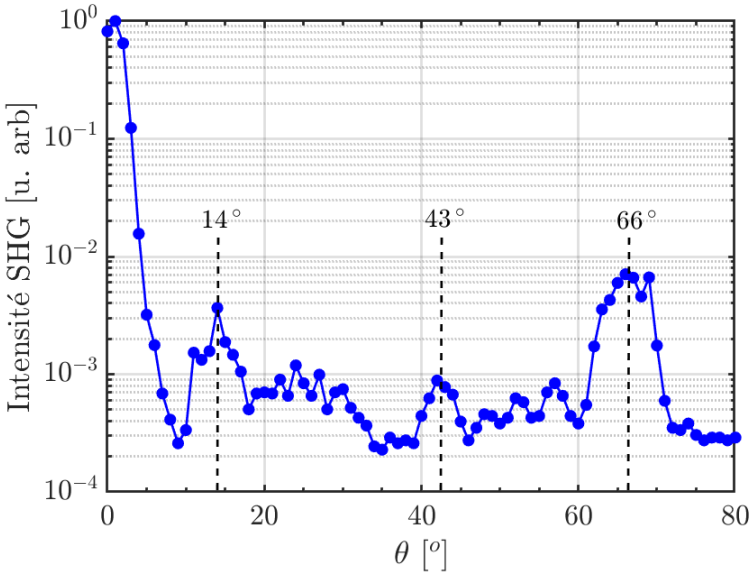


FIGURE 6.10 – Diagramme de rayonnement expérimental de la SHG rayonnée par le CRIGF.

(tableau 6.3). Ces proportions expérimentales sont également en bon accord avec celles prédites théoriquement par FMM, et nous confirme que la SHG est principalement rayonnée perpendiculairement par rapport à la surface de l'échantillon.

Angle [°]		SHG [%]	
FMM	Mesuré	FMM	Mesurée
0	0	97,07	97,67
13	14	0,09	0,51
43	43	0,04	0,16
64	66	2,80	1,66

Tableau 6.3 – Comparaison entre le diagramme de rayonnement SHG théorique du CRIGF (vers le superstrat d'air) calculé par FMM et mesuré expérimentalement.

6.3 Analyse paramétrique

Après avoir confirmé que les CRIGFs permettaient l'exaltation de la SHG, nous avons décidé de fabriquer un deuxième échantillon. L'empilement multicouche réalisé pour cet échantillon est exactement le même que pour l'échantillon précédent (figure 6.1(a)). Le procédé de fabrication que nous avons utilisé correspond cette fois au procédé $n^o\,1$, présenté dans le chapitre 4.
Sur cet échantillon, nous avons étudié l'influence de différents paramètres du CRIGF sur la SHG. Nous sommes partis d'une structure de référence, dont les paramètres sont résumés dans le tableau 6.4. Les structures étudiées sont des variantes de cette structure de

référence.

Paramètre		Nom	Valeur	Unité
GC	Facteur de remplissage	FF_{GC}	0,5	-
	Nombre de périodes	N_{GC}	21	-
	Période	Λ_{GC}	874	nm
DBR	Facteur de remplissage	FF_{DBR}	0,5	-
	Nombre de périodes	N_{DBR}	400	-
	Période	Λ_{DBR}	874/2	nm
Taille des zones de phase		L_{PS}	1,125	Λ_{GC}
Largeur du CRIGF		Δ_y	20	μm

Tableau 6.4 – Paramètres de la structure CRIGF de référence sur l'échantillon n^{o}2.

6.3.1 Variation de la taille des DBRs

Le premier paramètre que nous avons étudié est le nombre de périodes des DBRs. En effet, pour obtenir le champ électrique de pompe le plus important possible dans la cavité, le nombre de périodes des DBRs doit être suffisant pour permettre de confiner totalement le mode du CRIGF.
Nous avons donc réalisé plusieurs CRIGFs avec différentes tailles de DBRs. Les autres paramètres géométriques de ces CRIGFs sont ceux donnés dans le tableau 6.4.
Nous avons tout d'abord étudié l'influence de la taille des DBRs sur le confinement du mode à ω dans le CRIGF. Un indicateur de ce confinement est la réflectivité maximale du CRIGF à la longueur d'onde de résonance. Nous avons donc relevé les valeurs de la réflectivité, à la résonance, en fonction du nombre de périodes des DBRs. La figure 6.11 représente les résultats numériques (FMM, en noir) et expérimentaux (en rouge) obtenus lors de cette étude.

Sur cette figure, la réflectivité théorique du CRIGF (noir) est constante lorsque N_{DBR} est supérieur ou égal à 200. En dessous de cette valeur, la réflectivité chute brutalement. Expérimentalement (rouge), nous observons ce même comportement : La réflectivité des CRIGFs pour $N_{DBR} \geq 200$ est approximativement constante. En deçà, cette réflectivité maximale diminue rapidement.
Ce comportement peut être expliqué par la fuite du mode à travers les DBRs. En effet, lorsque le nombre de périodes des DBRs n'est pas assez important, les DBRs ne réfléchissent plus la totalité du mode du CRIGF. L'énergie perdue à travers les DBRs ne peut pas être découplée par le GC et participer au pic de résonance sur le spectre de réflectivité. La réflectivité maximale de la structure diminue donc lorsque le nombre de périodes des DBRs diminue. Pour cette structure, les résultats expérimentaux et les simulations numériques convergent vers un nombre de périodes minimal de 200 pour obtenir une réflexion maximale du mode à ω.
En parallèle, nous avons étudié l'impact de la taille des DBRs sur la SHG. Pour cela,

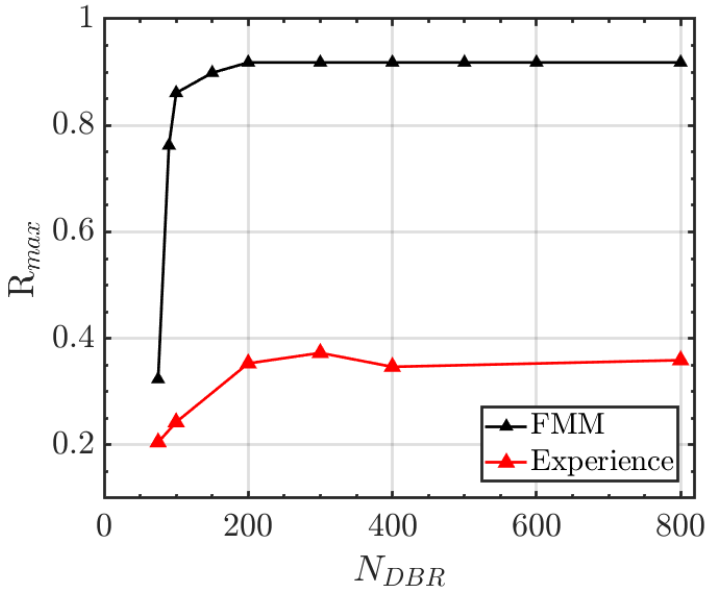


FIGURE 6.11 – Réflectivité théorique (noir) et expérimentale (rouge) de CRIGFs (à la résonance) en fonction du nombre de périodes de leurs DBRs.

nous avons relevé le maximum de l'intensité de SHG rayonnée à résonance en fonction du nombre de périodes de DBRs dans le CRIGF. Ces résultats expérimentaux sont présentés sur la figure 6.12. Pour ces mesures, la puissance du laser de pompe était de 20 mW.

Sur cette figure, la courbe bleue représente la SHG rayonnée en réflexion tandis que la courbe cyan représente celle rayonnée en transmission.
On remarque que l'intensité de SHG est approximativement constante lorsque N_{DBR} devient supérieur à 200. En dessous de cette valeur plus N_{DBR} est petit plus l'intensité mesurée est faible.
On retrouve donc le même comportement sur la SHG que sur la réflexion linéaire. Lorsque N_{DBR} est insuffisant, une partie du mode à ω fuit à travers les DBRs. Le confinement du mode n'est pas total et le champ électrique à ω dans le CRIGF est donc plus faible. Cela se traduit par une intensité de SHG rayonnée plus faible.

6.3.2 Variation de la période du GC

Nous avons ensuite fait varier la période du GC afin d'obtenir une exaltation de la SHG sur toute la gamme de notre laser de pompe (1500-1630 nm). En effet, dans un empilement multicouche fixé, la période du GC dicte la longueur d'onde de résonance du CRIGF. Nous avons donc étudié 4 CRIGFs possédant des périodes de GC de 854, 874, 894 et 914 nm. La période des DBRs varie également de manière à conserver la relation $\Lambda_{DBR} = \frac{\Lambda_{GC}}{2}$. Le reste des paramètres correspondent à ceux donnés dans le tableau 6.4. Le faisceau d'excitation possède un diamètre environ égal à la taille des GCs ($\simeq 18\,\mu$m). Nous avons tout d'abord étudié ces CRIGFs en régime linéaire. Les spectres de réflectivité théoriques et expérimentaux de ces 4 structures sont présentés sur la figure 6.13.

Nous observons théoriquement (figure 6.13(a)) 4 pics de forte réflectivité ($R_{max} = 90\,\%$), séparés spectralement d'environ 30 nm. Expérimentalement, nous observons le même résultat : 4 pics de réflectivité séparés d'environ 30 nm sur la gamme 1500-1630 nm.

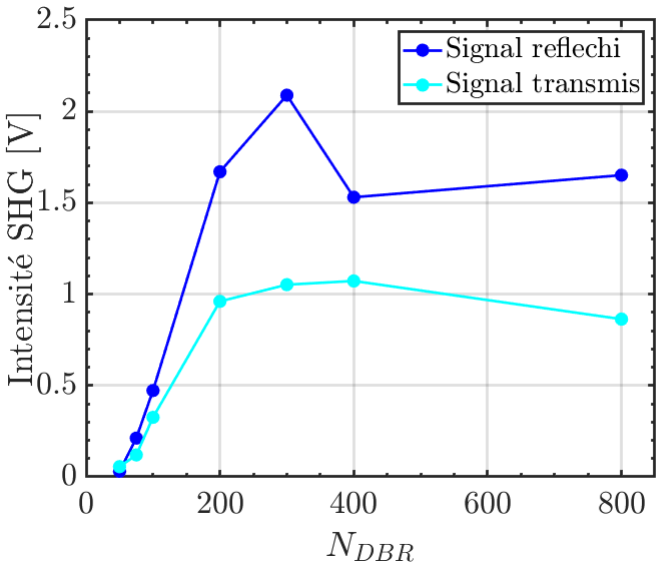


FIGURE 6.12 – Intensité de SHG maximale, rayonnée en réflexion (bleu) et en transmission (cyan), en fonction du nombre de périodes des DBRs des CRIGFs étudiés.

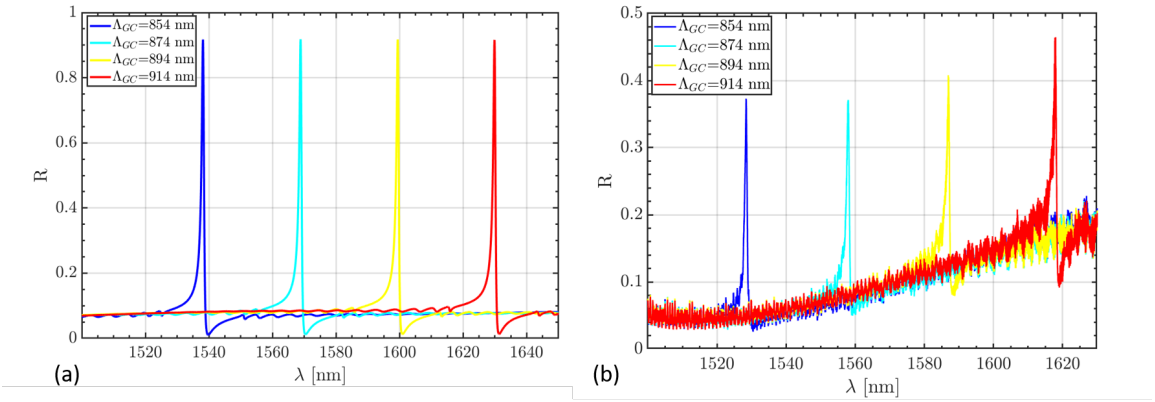


FIGURE 6.13 – Spectres de réflectivité théoriques (a) et expérimentaux (b) des 4 CRIGFs de périodes différentes.

Nous observons tout de même trois différences.
La première est que les pics expérimentaux sont décalés d'environ 10 nm par rapport aux pics théoriques. Ce léger décalage provient probablement des différences entre les épaisseurs réelles des différentes couches de notre échantillon et les épaisseurs théoriques, ce qui modifie l'indice effectif du mode guidé et donc le lien entre longueur d'onde de résonance et période du GC.
La deuxième différence est que les réflectivités maximales de ces CRIGFs ne dépassent pas 46 %. Ce dernier point provient des différentes pertes (absorption, diffusion, ...) présentes dans notre échantillon et dont nous ne tenons pas compte dans la FMM.
La dernière différence est que le fond continu des spectres de réflexion n'est pas constant, contrairement aux simulations théoriques. Cette différence provient de la présence du substrat épais de $LiNbO_3$. Théoriquement, nous considérons un substrat semi-infini en SiO_2 en dessous du guide de $LiNbO_3$. Ce substrat n'est donc pas pris en compte, ce qui explique pourquoi nous ne reproduisons pas la réponse spectrale réelle de l'empilement

multicouche. De plus, nous observons que la réflexion non-résonnante forme un anti-reflet, d'une largeur spectrale d'environ 30 nm, centré autour de 1510 nm. Cette réflexion non-résonnante augmente de manière significative lorsque la longueur d'onde augmente. Il faudrait donc réaliser des empilements multicouche différents pour obtenir des structures parfaitement anti-reflet entre 1500 nm et à 1630 nm.

Nous avons ensuite mesuré la SHG rayonnée par ces différents CRIGFs, en fonction de la longueur d'onde du laser de pompe (figure 6.14). La puissance d'excitation du laser était fixée à 20 mW.

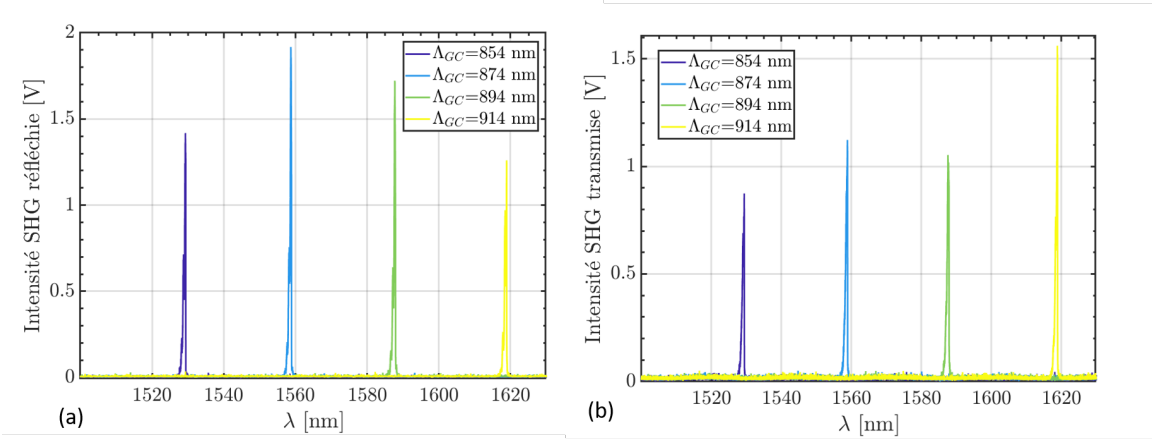


FIGURE 6.14 – Spectres de SHG (en fonction de la longueur d'onde de pompe) en réflexion (a) et en transmission (b) des 4 CRIGFs de périodes différentes.

Les figures 6.14(a) et 6.14(b) représentent respectivement les spectres de SHG en réflexion et en transmission pour ces 4 CRIGFs, en fonction de la longueur d'onde de pompe. Sur ces spectres nous observons 4 pics de résonance, séparés de 30 nm et couvrant la gamme de longueur d'onde du laser. Les amplitudes maximales de ces pics sont équivalentes et diffèrent seulement par les défauts de fabrication et les inhomogénéités de l'échantillon. Nous remarquons également que le ratio entre la SHG réfléchie et la SHG transmise n'est pas le même pour les 4 CRIGFs. Nous n'avons à ce jour cependant pas d'explications à ces variations.
La figure 6.15 représente les longueurs d'onde de pompe correspondant aux pics de SHG et aux pics de réflectivité en fonction de la période des GCs.

Sur cette figure, on remarque que le maximum de réflectivité (rouge) et le maximum de SHG (bleu) se produisent pour la même longueur d'onde de pompe, quel que soit la période du GC. De plus, nous voyons que ces longueurs d'onde de résonance évoluent linéairement avec la période du GC.
Chacun des pics sur l'intensité de SHG provient de l'excitation du mode du CRIGF correspondant. Si la longueur d'onde de résonance du CRIGF change, la longueur d'onde d'exaltation de la SHG change également. Par ces expériences, nous montrons qu'il n'est pas nécessaire de modifier l'empilement multicouche pour contrôler la longueur d'onde d'émission de la SHG. Ce contrôle peut être effectué en changeant les périodes des différents réseaux du CRIGF, ce qui est technologiquement beaucoup plus simple.
Pour finir, nous n'observons pas d'évolution notable de l'intensité de SHG avec la longueur d'onde de résonance. Or, nous savons expérimentalement que la réflectivité moyenne de

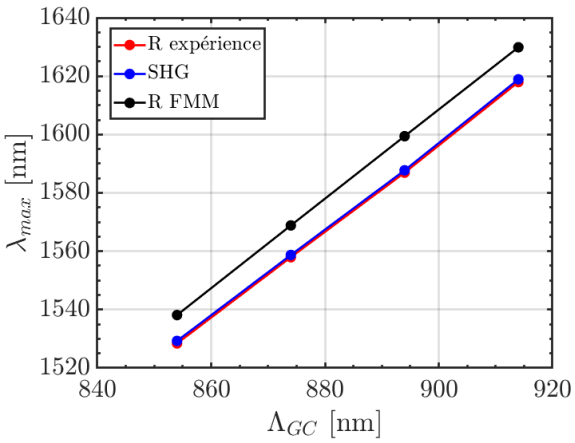


FIGURE 6.15 – Longueur d'onde de pompe correspondant au maximum de réflectivité (rouge) et au maximum de SHG (bleu), en fonction de la période du GC. La courbe noire représente les longueurs d'onde de résonance à ω obtenues par FMM.

l'empilement passe de 5 % à 20 % entre 1500 nm et 1620 nm (figure 6.14). Une variation de 15 % de la réflectivité moyenne n'a donc pas d'impact sur l'intensité de SHG rayonnée par la structure. Ce point est important car il nous laisse supposer que la condition d'anti-reflet n'est pas une condition nécessaire pour exalter la SHG dans les CRIGFs. En effet, c'est le champ électrique dans la structure qui est responsable de l'intensité de SHG rayonnée. Or, rien n'indique que ce champ électrique diminue lorsque la réflectivité moyenne de l'empilement se dégrade.

6.3.3 Variation du facteur de remplissage du GC

Après avoir modifié la période du GC, nous nous sommes intéressés à l'impact de son facteur de remplissage sur la SHG rayonnée par le CRIGF. Nous avons donc fabriqué différents CRIGFs possédant différents facteurs de remplissage du GC (FF_{GC}). Nous rappelons que $FF_{GC} \times \Lambda_{GC}$ représente la taille des creux du GC (taux de remplissage en air). Les autres paramètres géométriques de ces structures sont identiques à ceux décrits dans le tableau 6.4.
Les spectres de réflexion et de transmission de ces différents CRIGFs sont présentés sur la figure 6.16.
Lorsque le facteur de remplissage du GC est très faible ($FF_{GC} = 0{,}03$), nous n'observons pas de pic de résonance en réflexion. Un minimum de réflectivité est cependant enregistré à 1564 nm. Parallèlement, nous observons un pic de résonance sur la transmission ($\lambda = 1564$ nm), qui chute à 75 %. Une hypothèse à ce phénomène est qu'à résonance, de l'énergie est bien couplée dans le CRIGF et qu'une partie de celle-ci est perdue à travers les DBRs (ou absorbée par les matériaux) et ne peut donc pas participer au pic de résonance en réflexion. Cette partie de l'énergie étant perdue dans la structure, elle ne peut pas non plus être collectée en transmission. Une chute de signal est donc visible sur le spectre de transmission sans pour autant observer une augmentation de la réflectivité.
Nous observons également un décalage des pics de résonance vers les plus faibles longueurs d'onde lorsque le facteur de remplissage du GC diminue. Ce décalage est d'environ 6 nm entre les deux CRIGFs possédant des facteurs de remplissage les plus éloignés ($FF_{min} = 0{,}03$ à $FF_{max} = 0{,}73$).

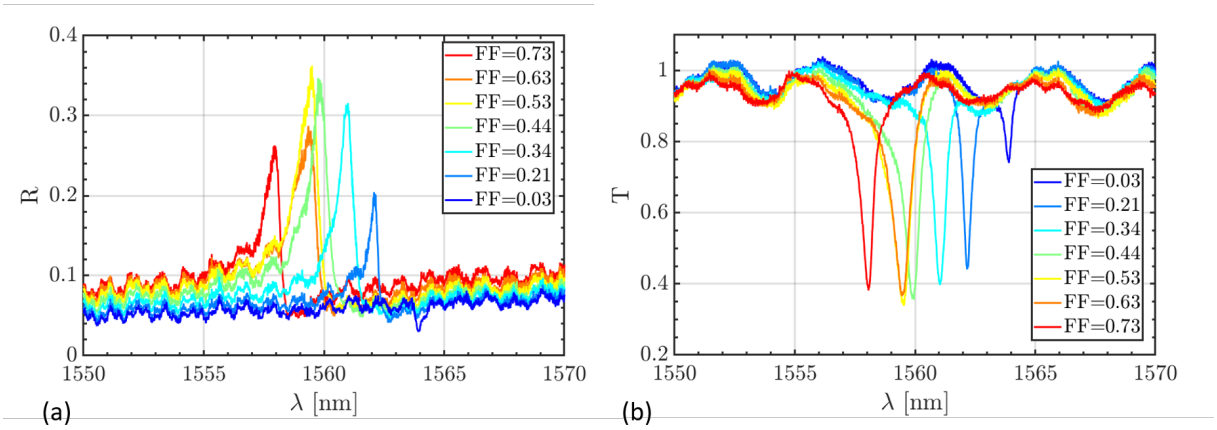


FIGURE 6.16 – Spectres de réflexion (a) et de transmission (b) de CRIGFs possédant des facteurs de remplissage du GC différents.

Pour finir, pour de faibles facteurs de remplissage, nous observons une diminution de la réflexion résonnante, ainsi qu'une augmentation de la transmission résonnante.

Pour analyser ces spectres, nous avons extrait la courbe expérimentale du facteur de qualité et nous l'avons comparée à celle obtenue par FMM (figure 6.17(a) et 6.17(b)).

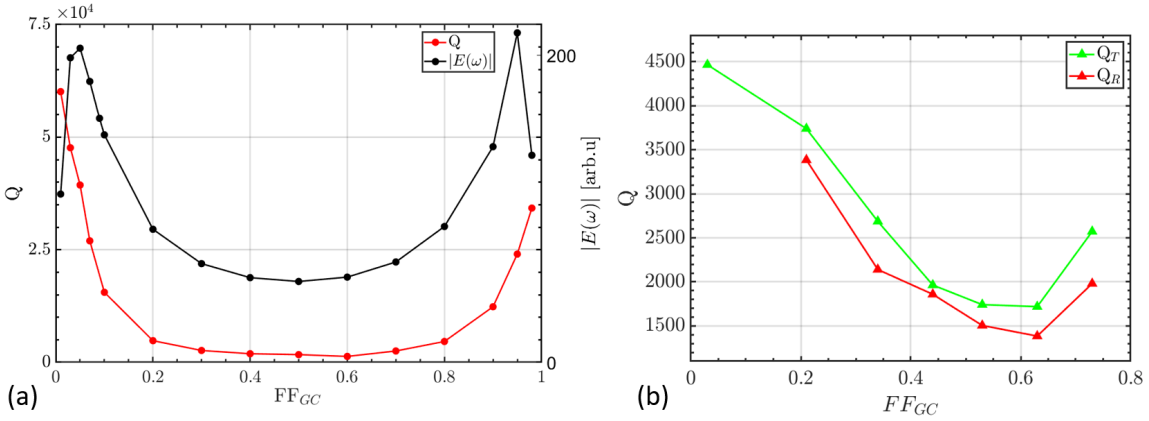


FIGURE 6.17 – (a) Facteur de qualité théorique en réflexion (rouge) et amplitude du mode du CRIGF (noir) en fonction du facteur de remplissage du GC. (b) Facteur de qualité, mesuré sur la réflexion (rouge) et la transmission (vert), de CRIGFs possédants différents FF_{GC}.

Sur la figure 6.17(a), le facteur de qualité obtenu par FMM (courbe rouge) passe par un minimum autour de $FF \simeq 0{,}5$ et devient très important pour les facteurs de remplissage extrêmes.
Expérimentalement (figure 6.17(b)), le facteur de qualité mesuré passe par un minimum pour $FF \simeq 0{,}6$. Plus le facteur de remplissage s'éloigne de cette valeur, plus le facteur de qualité mesuré est important.
Ce comportement s'explique par les pertes par rayonnement du mode du CRIGF à travers le GC. En effet, la force de couplage du GC est la plus importante lorsque $FF = 0{,}5$. Cela signifie que le faisceau incident se couple efficacement avec le mode du CRIGF. Cela signifie également que le mode est efficacement découplé vers l'air par le GC. Les pertes

par rayonnement (ou pertes « utiles ») sont donc maximales lorsque le GC possède un facteur de remplissage moyen. Le facteur de qualité de la structure est donc minimal. Inversement, lorsque le facteur de remplissage s'écarte de 50 %, la force du couplage du GC diminue. Le temps de vie du mode dans le CRIGF est plus important car les pertes par rayonnement du GC sont plus faibles. Le facteur de qualité de la structure est donc plus important. Pour $FF = 0$ ou $FF = 1$, Le GC n'est plus qu'une couche homogène et ne permet plus le couplage du faisceau avec le mode de la structure. Cela se traduit par un facteur de qualité infini pour la structure.
Expérimentalement, nous remarquons que le facteur de qualité n'augmente pas exponentiellement (comme en FMM) lorsque le facteur de remplissage est très faible. La raison de cette différence de comportement est qu'en FMM nous négligeons toutes les pertes intrinsèques (absorption, diffusion, etc.), ce qui provoque une divergence du facteur de qualité lorsque $FF \simeq 0$ ou $FF \simeq 1$. Cependant, ces pertes intrinsèques ne sont pas nulles expérimentalement. Lorsque les pertes utiles du GC deviennent faibles, ce sont les pertes intrinsèques qui dominent et qui limitent le facteur de qualité. Ce dernier ne peut donc pas diverger.

Nous avons également étudié l'amplitude du mode du CRIGF (par FMM) pour différents FF (courbe noire de la figure 6.17(a)). Cette courbe évolue de la même manière que le facteur de qualité pour des facteurs de remplissage entre 5 % et 90 %. En revanche, nous observons une diminution brutale de l'amplitude du champ dans la structure lorsque le facteur de remplissage devient trop extrême ($< 5\,\%$ ou $> 95\,\%$).
Nous n'avons pas d'explication simple quant à ce phénomène, mais nous devons rester vigilant sur ces résultats numériques. En effet, lorsque le facteur de remplissage devient extrême, le nombre de coefficient de Fourier à prendre en compte pour décrire la structure augmente. Les calculs que nous avons effectués sont à nombre de coefficient de Fourier constant. Il est possible que ce nombre soit insuffisant pour modéliser convenablement les structures possédant des facteurs de remplissage extrêmes. La diminution de l'amplitude du mode pour ces structures peut donc être due à une convergence insuffisante des simulations numériques.

Pour finir, nous avons étudié l'impact de la variation du facteur de remplissage du GC sur la SHG. Les spectres de l'intensité de SHG sont présentés sur la figure 6.18.

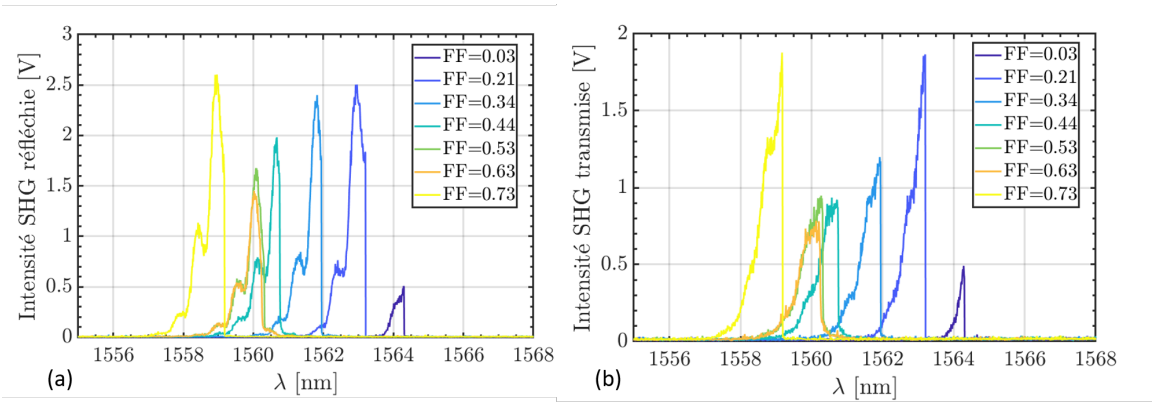


FIGURE 6.18 – Spectres SHG, en réflexion (a) et en transmission (b), mesurés pour des CRIGFs de différents facteurs de remplissage.

On remarque que les spectres SHG sont asymétriques et distordus, en particulier sur les signaux mesurés en réflexion (figure 6.18a). L'asymétrie est également présente sur les spectres de réflexion à ω (figure 6.16(a)), ce qui peut expliquer cette forme des pics de SHG. Cette asymétrie est probablement due à l'échauffement du CRIGF, provoquant un phénomène de bistabilité optique (voir partie 6.5).
Pour analyser ces spectres nous avons mesuré le maximum de l'intensité de SHG, ainsi que la longueur d'onde de pompe correspondante, pour les différents CRIGFs (figures 6.19(a) et 6.19(b)).

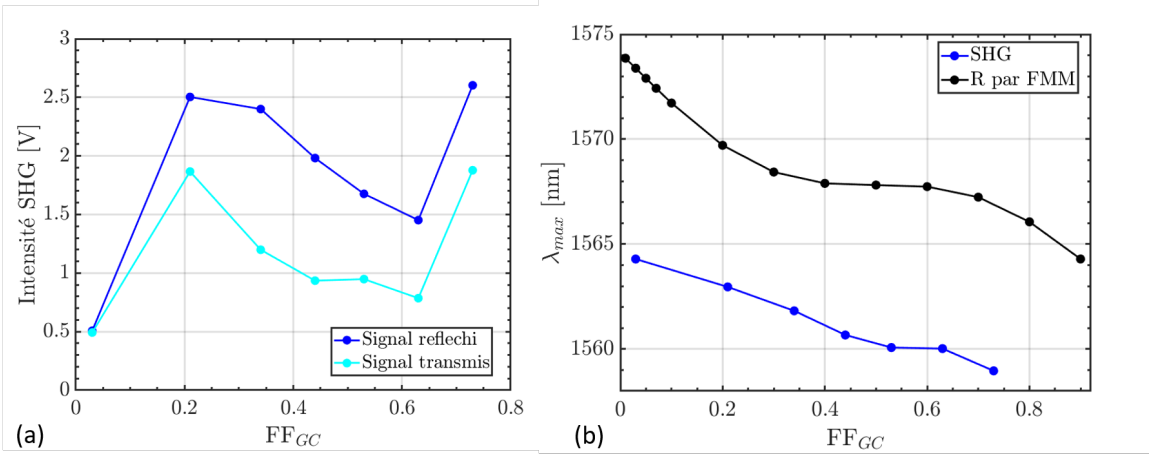


FIGURE 6.19 – (a) Maximum de l'intensité de SHG en réflexion (bleu) et en transmission (cyan), en fonction de FF_{GC}. (b) Longueur d'onde du maximum de SHG en fonction de FF_{GC} (bleu) et longueurs d'onde de résonance théoriques des CRIGFs, obtenues par FMM (noir).

Si on ne prend pas en compte le premier point, on remarque que l'intensité de SHG augmente lorsque le facteur de remplissage du GC s'éloigne de 50 % (figure 6.19(a)).
Cette évolution est proche de celle prédite théoriquement sur l'amplitude du mode du CRIGF (figure 6.17(a)). En effet, nous avons vu que l'amplitude du mode augmente lorsque le facteur de remplissage s'éloigne de 50 % (jusqu'à 10 % et 90 % pour rester sur des simulations suffisamment convergées). La source du champ à 2ω étant proportionnelle au carré de l'amplitude du champ électrique de pompe, l'intensité de SHG augmente donc également. C'est ce comportement que nous mettons en évidence à l'aide de cette expérience, malgré un nombre de points de mesure assez faible.
Pour finir, la figure 6.19(b) compare la longueur d'onde expérimentale permettant d'obtenir le maximum d'intensité de SHG (bleu) et la longueur d'onde de résonance théorique du CRIGF (noir), en fonction de FF_{GC}. Théoriquement, la longueur d'onde de résonance est constante pour des facteurs de remplissage entre 0,4 et 0,6. Au delà de cette gamme, la longueur d'onde de résonance du CRIGF évolue linéairement avec le facteur de remplissage du GC.
Expérimentalement, nous retrouvons un comportement similaire sur la SHG. La longueur d'onde permettant d'obtenir le maximum d'intensité de SHG évolue linéairement pour des facteurs de remplissage entre 0,03 et 0,45. Cette longueur d'onde évolue peu pour des facteurs de remplissage entre 0,45 et 0,6. Au delà de $FF = 0{,}6$, la longueur d'onde de la SHG semble diminuer à nouveau, même s'il manque des données expérimentales pour pouvoir le certifier.
En conclusion, le contrôle du facteur de remplissage du GC semble être une solution inté-

ressante pour augmenter l'efficacité de conversion du CRIGF sans recourir à des méthodes incluant l'accord de phase. Le problème est qu'une modification du facteur de remplissage entraine également un changement de la longueur d'onde de résonance. L'évolution du facteur de qualité, par cette méthode, s'accompagne donc également d'une évolution de la longueur d'onde d'émission de la SHG.

6.3.4 Variation de la température de l'échantillon

Nous avons également pu contrôler la longueur d'onde de la SHG rayonnée par un CRIGF en changeant la température de l'échantillon. En effet, le $LiNbO_3$ possède un fort coefficient de dilatation thermique ($\alpha = 15{,}4 \times 10^{-6}\,K^{-1}$) et un fort coefficient thermo-optique ($dn/dT = 3{,}84 \times 10^{-5}\,K^{-1}$) [162]. L'indice du guide de $LiNbO_3$ dépend donc de la température, ce qui provoque un changement de l'indice effectif du mode de la structure. Si cet indice effectif change, la longueur d'onde de résonance de la structure change également. La dilatation thermique des réseaux du CRIGF, imposée par le substrat de $LiNbO_3$, accentue également ce décalage de la longueur d'onde de résonance. Cette étude a été réalisée expérimentalement, par l'équipe PHOTO du LAAS [56], sur l'échantillon n^{o}1. Les résultats obtenus ont montré que la longueur d'onde de résonance du CRIGF se décalait linéairement avec la température. La pente de cette évolution a été mesurée à 0,0382 nm/K. Cette valeur est en bon accord avec les prévisions théoriques réalisées par FMM ($\partial\lambda/\partial T = 0{,}0476\,nm/K$).
Nous avons donc complété cette étude en mesurant l'influence de la température sur la SHG rayonnée par le CRIGF. Pour cela, l'échantillon a été placé sur un porte-échantillon pouvant être chauffé jusqu'à 100 °C par effet Joule. Le CRIGF étudié possède les même paramètres géométriques que précédemment, pour un facteur de remplissage du GC de 50 %. Le faisceau d'excitation possède un diamètre de 9 μm et sa puissance est fixée à 20 mW. Nous avons fait varier la température de l'échantillon de 20 °C à 100 °C par pas de 10 °C. Les spectres SHG, en transmission, ont été mesurés pour chacune de ces températures (figure 6.20(a)).
On voit sur cette figure que le pic d'exaltation de la SHG se décale vers les grandes longueurs d'onde lorsque la température augmente. Ce décalage est d'environ 3,8 nm entre 20 °C et 100 °C. Ce résultat était attendu, car il correspond simplement au changement de la longueur d'onde de résonance du CRIGF avec la température. La SHG étant maximale à la résonance, elle suit donc la même évolution spectrale que le pic de réflectivité du CRIGF.
La figure 6.20(b) représente la longueur d'onde de pompe, correspondant au maximum de SHG, en fonction de la température. La pente de la droite obtenue est $\partial\lambda/\partial T = 0{,}045\,nm/K$. Cette valeur est en très bon accord avec celle prédite théoriquement dans l'article [56], ce qui confirme que le décalage spectral du signal provient bien du changement de la résonance du CRIGF à ω.
La température permet donc de contrôler précisément la longueur d'onde de la SHG, rayonnée par le CRIGF, sans avoir besoin de recourir à une étape technologique quelconque.

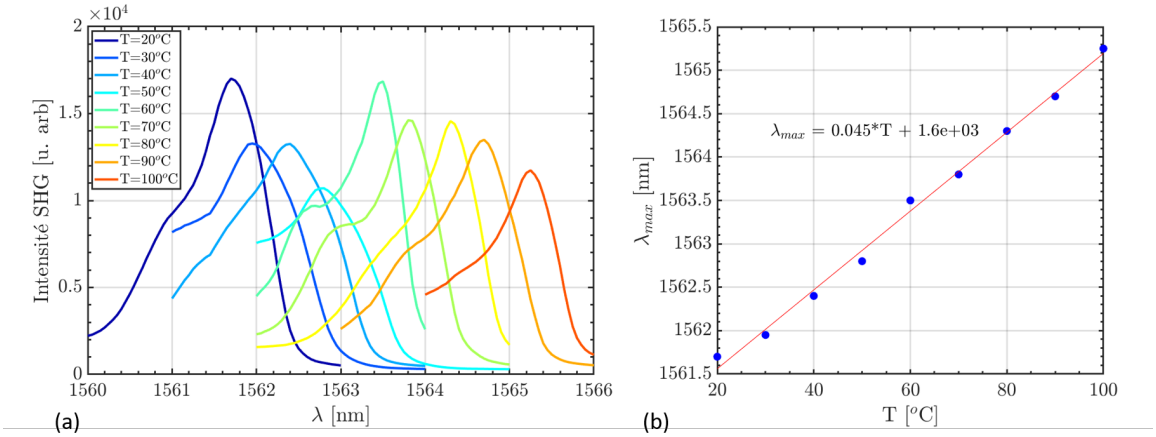


FIGURE 6.20 – (a) Spectres SHG en transmission d'un CRIGF pour différentes températures. (b) Longueur d'onde d'excitation, permettant d'obtenir le maximum de SHG, en fonction de la température de l'échantillon.

6.4 Estimation de l'efficacité de conversion de la structure

Connaissant le facteur de calibration (en V/W) de la photodiode de mesure de la SHG, il est possible de remonter à la puissance SHG rayonnée par ces structures. Pour déterminer cette puissance ($P_{2\omega}$), nous avons additionné la SHG en réflexion et la SHG en transmission d'un CRIGF. Nous avons ensuite appliqué un facteur 2 à cette somme, pour tenir compte de la séparation de l'énergie par les cubes 50/50 présents sur le trajet de la SHG. En divisant le signal mesuré par le facteur de conversion de la photodiode, nous pouvons ainsi remonter à la puissance SHG rayonnée par ces structures.
Pour un CRIGF « classique », dont les paramètres sont donnés dans le tableau 6.4, la puissance SHG mesurée (pour $P_\omega = 20\,\text{mW}$) est $P_{2\omega} = 2\,\text{nW}$. L'efficacité de conversion de ce CRIGF est donc $\eta = 5 \times 10^{-4}\,\%/\text{W}$. Ce résultat est en bon accord avec l'efficacité de conversion, $\eta = 8,2 \times 10^{-4}\,\%/\text{W}$, calculée grâce au code FMM [151]. Pour le CRIGF donnant le maximum de signal (voir figure 6.19(a)), la puissance SHG mesurée est $P_{2\omega} = 3,4\,\text{nW}$. L'efficacité de conversion pour ce CRIGF est donc $\eta = 8,5 \times 10^{-4}\,\%/\text{W}$. Ces efficacités permettent de comparer ces CRIGFs aux autres structures nanophotoniques de la figure 2.16 du chapitre 2. Pour cette structure, les efficacités de conversion mesurées sont équivalentes aux plus faibles efficacités de conversion recensées dans les cavités à cristaux photoniques.

6.5 Bistabilité optique à 2ω dans un CRIGF

En étudiant le deuxième échantillon fabriqué, nous nous sommes aperçus que la réponse des CRIGFs dépendait fortement de la puissance du laser de pompe. La figure 6.21 permet de mettre en évidence ce phénomène.

Sur cette figure, le spectre de réflectivité d'un CRIGF (de l'échantillon 2) est représenté pour différentes puissances du laser de pompe. On remarque que le pic de réflectivité de ce CRIGF se déplace vers les grandes longueurs d'onde lorsque la puissance de pompe

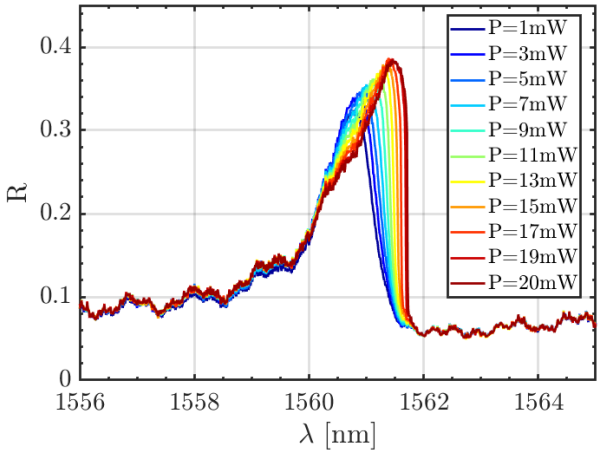


FIGURE 6.21 – Spectre de réflectivité d'un CRIGF, du deuxième échantillon fabriqué, pour différentes puissances du laser de pompe.

augmente. Ce décalage est d'environ 0,7 nm lorsque la puissance passe de 1 mW à 20 mW. Il semble également que la réflectivité à la résonance du CRIGF augmente avec la puissance ($R(1\,\text{mW}) = 32\,\%$ et $R(20\,\text{mW}) = 38\,\%$).
Ce décalage spectral met en évidence un échauffement du CRIGF avec la puissance de pompe, de l'ordre de 15 °C sur la gamme de puissance considérée. En effet, l'absorption des matériaux n'étant pas nulle, une partie de l'énergie du mode du CRIGF est absorbée par les différentes couches de la structure. Lorsque le champ électrique du mode est très intense, la partie absorbée est suffisante pour augmenter la température de la structure. L'indice du $LiNbO_3$ étant sensible à cette température, l'indice effectif du mode du CRIGF s'en retrouve modifié. Nous avons donc observé un changement de la longueur d'onde de résonance de la structure, de la même manière que dans la partie précédente. Nous n'avons cependant pas d'explications, à ce jour, sur l'augmentation de la réflectivité avec la puissance.

Nous avons également observé une déformation du spectre de SHG, à forte puissance (20 mW), en fonction du sens de balayage de la longueur d'onde du laser de pompe (figure 6.22).

Sur la figure 6.22(a), la courbe bleue correspond au spectre SHG pour un balayage croissant en longueur d'onde, tandis que la courbe rouge représente le spectre SHG pour un balayage décroissant en longueur d'onde. La vitesse de balayage de la source a été fixée à 100 nm/s. Les pics de SHG sont superposés pour des longueurs d'onde inférieures à 1561,58 nm. Pour des longueurs d'onde plus élevées, le pic mesuré dans le sens de balayage croissant devient plus intense et plus large spectralement. Nous observons donc un cycle d'hystérésis du spectre SHG, à forte puissance, en fonction du sens de balayage en longueur d'onde.
En fixant la longueur d'onde au niveau du maximum de la courbe bleue ($\lambda = 1561{,}68\,\text{nm}$), nous avons mesuré l'intensité de SHG en fonction de la puissance de pompe (figure 6.22(b)). Pour cette mesure, le balayage en puissance a été effectué dans le sens des puissances croissantes (bleu) et dans le sens des puissances décroissantes (rouge). Sur cette figure, on observe également un cycle d'hystérésis sur l'intensité de SHG en fonction du sens de balayage en puissance. Cet hystérésis nous permet de mettre en évidence la présence d'une bistabilité optique à forte puissance. Cette bistabilité indique que la SHG dépend

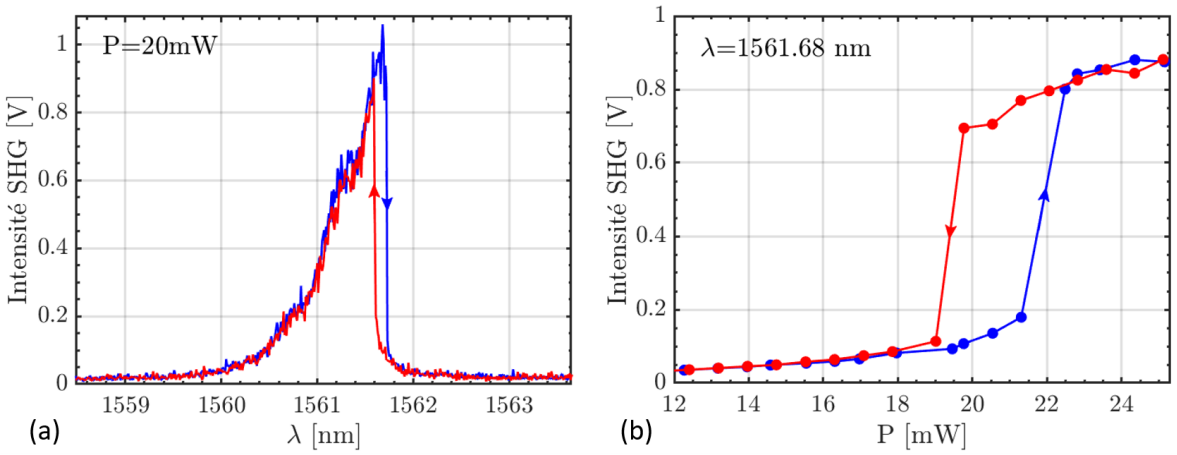


FIGURE 6.22 – (a) Spectres SHG (en transmission) d'un CRIGF (de l'échantillon 2) en fonction du sens de balayage en longueur d'onde. (b) Intensité SHG en fonction de la puissance, dans le cas d'un balayage croissant (bleu) et décroissant (rouge) en puissance.

de l'historique en puissance et en longueur d'onde. Ce type d'effets a déjà été observé pour des résonateurs, possédant de forts facteurs de qualité, comme les cavités à cristaux photoniques [163] ou les micro-résonateurs en anneaux [164].
Pour expliquer la présence de cet hystéresis, nous devons faire le lien avec la partie 6.3.4. Nous avons vu, sur la figure 6.20, que la longueur d'onde de résonance augmentait avec la température du CRIGF. Lorsque l'on effectue le balayage dans le sens des longueurs d'onde croissantes, de l'énergie se couple dans la cavité lorsque l'on rentre dans la résonance. La cavité s'échauffe et la résonance se décale vers les grandes longueurs d'onde. La résonance se déplace donc dans le sens du balayage et le laser et la cavité restent accordés plus longtemps, ce qui tend à élargir le spectre de résonance. A l'inverse, lorsque le balayage s'effectue dans le sens des longueurs d'onde décroissantes, la résonance se décale en sens inverse du balayage : la cavité et le laser se désaccordent plus rapidement et le spectre est ainsi plus étroit.

6.6 Mise en évidence de défauts technologiques

La même étude a été effectuée sur le premier échantillon fabriqué (celui de la partie 6.2). La figure 6.23 représente le spectre de réflectivité de ce CRIGF pour différentes puissances du laser incident.

Sur cette figure, le pic de réflectivité du CRIGF se déplace d'environ 0,25 nm lorsque la puissance du laser passe de 1 mW à 20 mW. Nous observons également une augmentation de la réflectivité à la résonance lorsque la puissance augmente jusqu'à 17 mW. Au delà de cette puissance, la réflectivité à la résonance diminue et la forme du pic semble s'altérer. Le décalage spectral pour cet échantillon est environ 3 fois plus faible que celui observé précédemment (0,7 nm entre 1 mW et 20 mW). Cela signifie que l'augmentation de la température de ce CRIGF est moins importante que précédemment. L'absorption dans le premier échantillon est donc plus faible que celle du deuxième échantillon. Cette information explique en partie pourquoi la réflectivité des CRIGFs du deuxième échantillon était d'environ 35 % contre 60 % pour celui du premier échantillon.
Après vérification des conditions de fabrication, nous avons observé des différences sur les

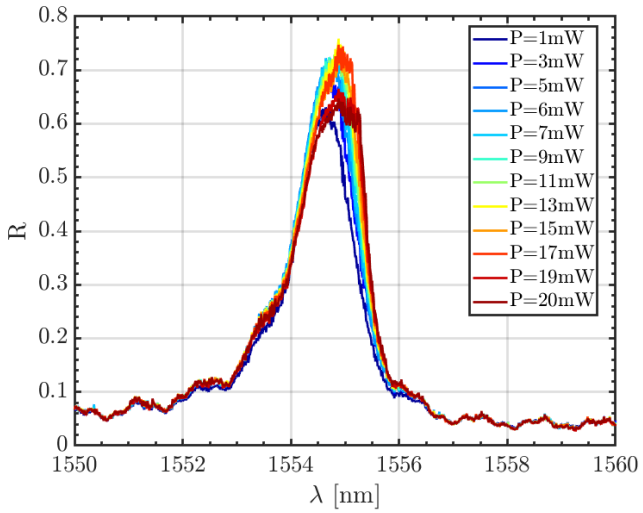


FIGURE 6.23 – Spectre de réflectivité du CRIGF de la partie 6.2 pour différentes puissances du laser incident.

propriétés optiques des couches de Si_3N_4 déposées sur les deux échantillons. Nous avons ainsi mis en évidence une dérive des conditions de dépôt du Si_3N_4 par ICP-PECVD. C'est une des raisons pour lesquelles les dépôts sont maintenant réalisés par CCP-PECVD.
Pour finir, nous avons également observé que le dépôt d'encapsulation en SiO_2 n'était pas uniforme sur les CRIGFs. L'analyse AFM de ce dépôt sur un CRIGF est présentée sur la figure 6.24.

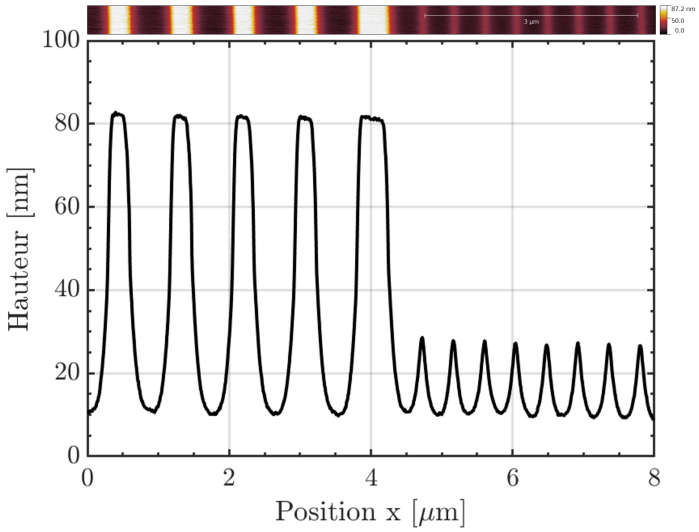


FIGURE 6.24 – Image AFM après encapsulation de SiO_2 et profil de hauteur associé.

Cette image AFM nous donne deux informations importantes. La première est que les motifs, présents sur le Si_3N_4 sous-jacent, ont été transférés sur la couche de SiO_2. Cette couche n'est donc pas une couche planarisante pour nos structures. Or, nous considérons une couche de SiO_2 plane lors de la modélisation par FMM.
La deuxième information est que la hauteur mesurée au dessus du GC est supérieure à celle mesurée sur les DBRs d'environ 50 nm. L'épaisseur du dépôt de SiO_2 n'est pas uniforme sur tout le CRIGF et dépend de la période du réseau sous-jacent. L'indice effectif vu par le

mode n'est donc pas le même sous le GC et sous les DBRs. Tous ces phénomènes peuvent nuire au fonctionnement de la structure.

6.7 Conclusion

Pour conclure, nous avons fabriqué un premier échantillon sur lequel nous avons réalisé la première démonstration expérimentale d'exaltation de la SHG par un CRIGF. La structure a été conçue de manière à être anti-reflet à 1,55 μm, pour fonctionner comme un filtre en réflexion classique. Sur un deuxième échantillon de conception identique, nous avons étudié l'influence des différents paramètres du CRIGF sur la SHG et nous avons comparé ces résultats aux simulations numériques, effectuées par FMM. Les paramètres que nous avons étudiés sont la période et le facteur de remplissage du GC, ainsi que la taille des DBRs. Ces différents paramètres permettent de contrôler précisément la longueur d'onde d'émission de la SHG sur une grande gamme de longueur d'onde. Ce résultat est important car cela signifie qu'il n'est pas nécessaire de modifier l'épaisseur de la couche de $LiNbO_3$ (très complexe technologiquement) pour obtenir la longueur d'onde d'émission désirée.
Par ailleurs, nous avons également remarqué que l'empilement utilisé n'était pas anti-reflet sur toute la gamme spectrale du laser de pompe (1500-1630 nm). Sur cette gamme, la réflectivité moyenne de l'empilement peut atteindre 20 %. Cependant, nous n'avons pas observé d'évolution notable de la SHG avec l'augmentation de la réflectivité de l'empilement. Nous émettons donc l'hypothèse que l'anti-reflet n'est pas une condition nécessaire pour étudier l'exaltation de la SHG dans les CRIGFs. De plus, des défauts technologiques, lié à la fabrication de l'anti-reflet, ont été mis en évidence. Pour mieux comprendre les mécanismes de la SHG dans les CRIGFs et limiter les défauts de fabrication, nous avons décidé d'étudier des structures possédant un empilement multicouche plus simple. En partant de ces structures plus simples, une nouvelle méthode de conception a été mise au point pour maximiser le champ électrique de pompe dans le CRIGF. Cette méthode est présentée dans le chapitre 7.

Chapitre 7

Optimisation du facteur de qualité du CRIGF

7.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous allons présenter une nouvelle méthode de conception pour la réalisation de CRIGFs non-linéaires.
Depuis leur développement, les CRIGFs ont toujours été utilisés comme des filtres spectraux en réflexion. Une étape essentielle à leur conception est donc de les rendre parfaitement transparents pour toutes les longueurs d'onde hors résonance. Pour cela, l'empilement multicouche utilisé pour les CRIGFs doit être anti-reflet autour de la longueur d'onde d'excitation.
Les premières structures que nous avons fabriquées, sur substrat LNOI, étaient donc optimisées pour être anti-reflet autour de 1,55 μm. Cependant, cette étape est très contraignante, et ce pour plusieurs raisons. La première est que les épaisseurs des couches déposées sur la structure doivent être contrôlées de manière très précise. Ce contrôle de l'épaisseur est technologiquement très complexe à obtenir. De plus, l'optimisation d'un anti-reflet réduit de manière drastique le choix des matériaux de l'empilement utilisé pour réaliser les structures. Les possibilités de conception de nos dispositifs sont donc fortement réduites. Pour finir, nous avons vu dans le chapitre 6 que le dépôt de SiO_2 sur du Si_3N_4 nanostructuré n'était pas homogène. Ces inhomogénéités peuvent avoir un impact important sur les performances et le comportement de nos dispositifs. Il est donc préférable d'éviter ce type d'empilement.
Parallèlement, la SHG dépend essentiellement du carré de l'amplitude du champ d'excitation dans la couche de $LiNbO_3$. Une condition importante pour réaliser une SHG efficace, en l'absence d'accord de phase, est donc de maximiser le champ électrique de pompe dans la structure. Dans un résonateur comme le CRIGF, le champ électrique local est directement relié au facteur de qualité Q du résonateur. Le but de notre étude est de déterminer si l'optimisation d'un anti-reflet est une étape prépondérante, par rapport à l'optimisation du facteur de qualité de la structure, pour obtenir une exaltation maximale de la SHG.
Afin de répondre à cette problématique de manière théorique, nous allons étudier deux méthodes de conception :
La première consiste à optimiser une structure anti-reflet, de la même manière que dans le chapitre 6. Le champ électrique à ω est ensuite calculé dans le guide de $LiNbO_3$ par FMM.
La deuxième méthode étudiée repose sur une structure la plus simple possible avec une

seule couche sur le substrat LNOI. En faisant varier l'épaisseur de cette couche, dans laquelle sont gravés les CRIGFs, nous cherchons à optimiser le facteur de qualité de la structure. Le champ à ω dans la couche de $LiNbO_3$ est ensuite comparé à celui de la structure conçue par la première méthode.
Nous présenterons également quelques résultats expérimentaux obtenus sur un échantillon conçu selon la deuxième méthode.

7.2 Paramètres géométriques du CRIGF étudié par FMM

Lors de cette étude théorique, les paramètres géométriques du CRIGF sont identiques pour les deux méthodes de conception. Les conditions de modélisation par FMM sont donc les mêmes pour les deux approches. Ces paramètres sont consignés dans le tableau 7.1. Le facteur de remplissage du GC est choisi très faible pour maximiser le facteur de qualité des structures. Notons également que nous considérons un substrat semi-infini de SiO_2 lors des différentes simulations numériques.

Période du GC	$\Lambda_{GC} = 865\,\text{nm}$
Facteur de remplissage du GC	$FF_{GC} = 0{,}1$
Nombre de dents du GC	$N_{GC} = 21$
Période des DBRs	$\Lambda_{DBR} = \Lambda_{GC}/2$
Facteur de remplissage des DBRs	$FF_{DBR} = 0{,}5$
Nombre de périodes des DBRs	$N_{DBR} = 200$
Taille des zones de phases	$L_{PS} = 1{,}125 \times \Lambda_{GC}$

Tableau 7.1 – Paramètres géométriques du CRIGF, utilisés pour la conception.

7.3 Première approche : Optimisation d'un anti-reflet

Comme énoncé dans l'introduction, la première méthode de conception consiste à optimiser une structure anti-reflet à $1{,}55\,\mu$m. Pour cela, un bi-couche Si_3N_4/SiO_2 est placé sur le guide de $LiNbO_3$. L'empilement multicouche étudié est donc le suivant : Air (semi-infini)/SiO_2 (variable)/Si_3N_4 (variable)/$LiNbO_3$/SiO_2 (semi-infini). L'épaisseur de $LiNbO_3$ est fixée à 300 nm pour correspondre à nos substrats de LNOI. La cartographie de réflectivité (à $\lambda = 1{,}55\,\mu$m) de cet empilement en fonction des épaisseurs des couches de Si_3N_4 et de SiO_2 est présentée sur la figure 7.1.

Une première remarque est que cette cartographie de réflectivité est différente de celle obtenue dans le chapitre 6, car ici, pour simplifier, nous considérons un substrat de SiO_2 semi-infini en lieu et place du substrat LNOI réel.
Sur cette cartographie, nous choisissons les épaisseurs des deux couches de manière à obtenir une réflectivité moyenne inférieure à 1% (point AR). Ce point AR est défini par $e_{Si_3N_4} = 150\,\text{nm}$ et $e_{SiO_2} = 380\,\text{nm}$.
Une fois ce point obtenu, il est maintenant possible d'étudier la structure CRIGF (voir

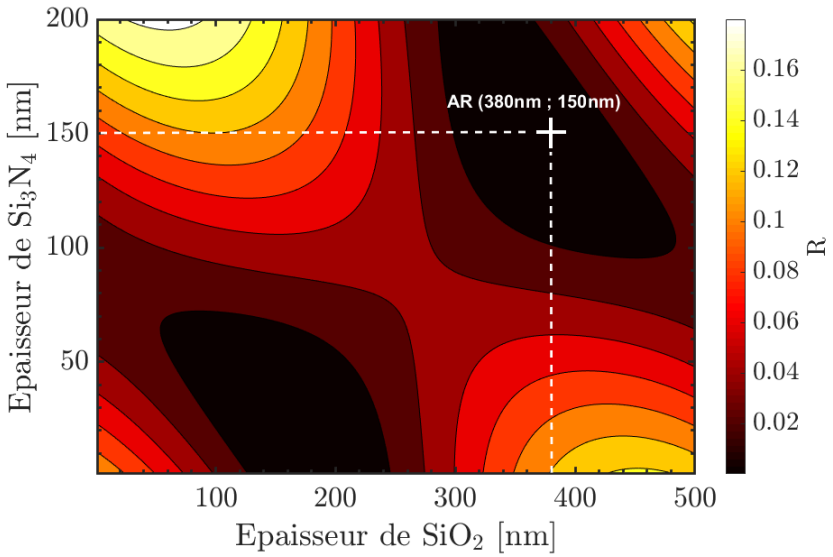


FIGURE 7.1 – Cartographie de réflectivité de l'empilement théorique Air (semi-infini)/SiO_2/Si_3N_4/$LiNbO_3$/SiO_2 (semi-infini).

tableau 7.1) par FMM. Les différents réseaux sont gravés dans la couche de Si_3N_4. La structure est modélisée en utilisant $2N + 1$ coefficients de Fourier, avec $N = 315$. Le diamètre du faisceau est fixé à 18 μm pour permettre de recouvrir complètement la zone centrale du CRIGF.
Les spectres de réflexion et de transmission de ce CRIGF sont présentés sur la figure 7.2.

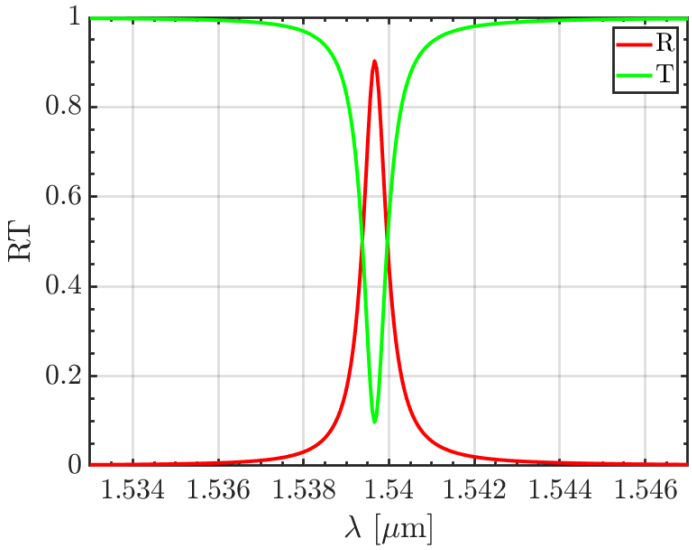


FIGURE 7.2 – Spectres de réflexion (rouge) et de transmission (vert) du CRIGF optimisé anti-reflet (AR).

Sur ces spectres, un pic de résonance est présent sur la réflexion (rouge) et sur la transmission (vert) pour $\lambda = 1539{,}6$ nm. Hors résonance, la réflexion (respectivement la transmission) de la structure est d'environ 1 % (respectivement 99 %). A la résonance, la réflexion atteint 90 % et la transmission chute à 10 %. Le bilan d'énergie est de 100 % à la résonance, ce qui nous indique qu'il n'y a pas de fuite du mode à travers les DBRs. Le

facteur de qualité théorique de cette structure est $Q = 2360$.
Cette structure est donc bien optimisée pour être un très bon filtre en réflexion, car la réflectivité non-résonante est quasiment nulle tandis que la réflectivité à la résonance est très importante.
Dans cette structure sans accord de phase, la SHG dépend uniquement du carré de l'amplitude du champ à ω dans la couche non-linéaire. Ce champ est calculé, et comparé à la deuxième approche, dans la partie 7.6.

7.4 Deuxième approche : Optimisation du facteur de qualité Q de la structure

Pour cette deuxième approche, nous exploitons une structure plus simple où seule une couche de Si_3N_4 est déposée sur le guide de $LiNbO_3$. L'empilement que nous souhaitons étudier est le suivant : Air (semi-infini)/Si_3N_4 (variable)/$LiNbO_3$ (300 nm)/SiO_2 (semi-infini). Pour cette approche, nous souhaitons optimiser le facteur de qualité de la structure sans changer les paramètres géométriques du CRIGF. Pour cela, nous savons que les forces de couplage des différents réseaux (GC et DBRs) dépendent de l'épaisseur de la couche dans laquelle ils sont gravés. En faisant varier cette épaisseur, il est donc possible de modifier le facteur de qualité du CRIGF.
La structure CRIGF étudiée possède les mêmes paramètres que ceux décrits dans le tableau 7.1. Nous avons tout d'abord étudié l'impact de la variation de l'épaisseur de la couche de Si_3N_4 sur le spectre de réflectivité du CRIGF, obtenu par FMM. La figure 7.3 représente les spectres de réflectivité de ce CRIGF pour différentes épaisseurs de la couche de Si_3N_4.

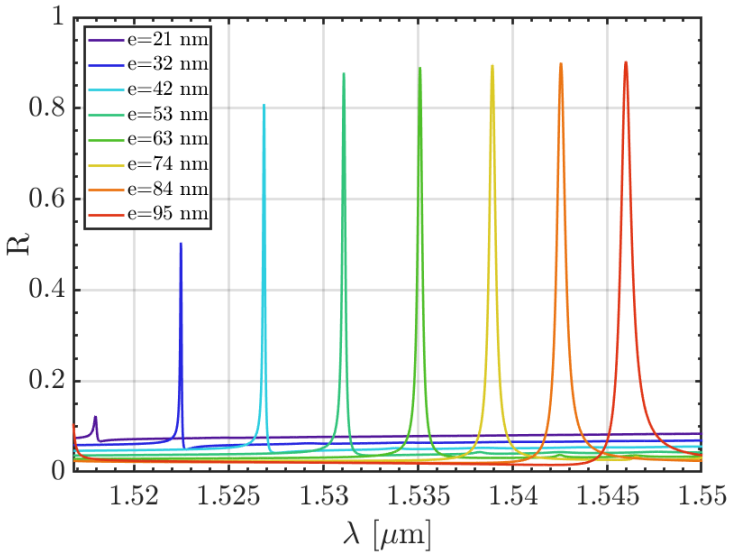


FIGURE 7.3 – Spectre de réflectivité du CRIGF en fonction de l'épaisseur de la couche réseau de Si_3N_4.

Sur cette figure, on remarque que la réflectivité maximale du CRIGF augmente fortement lorsque l'épaisseur de la couche de Si_3N_4 passe de 20 nm à 60 nm environ. Au delà de cette épaisseur, la réflectivité maximale du CRIGF est constante et sa valeur est de 90 %. On remarque également que la longueur d'onde de résonance de la structure augmente

avec l'épaisseur de Si_3N_4. Pour finir, la largeur spectrale de la résonance augmente avec l'épaisseur de Si_3N_4.
Lorsque l'épaisseur de Si_3N_4 augmente, l'indice effectif de l'empilement augmente ce qui induit une augmentation de la longueur d'onde de résonance. Pour des paramètres géométriques fixés, la longueur d'onde de résonance du CRIGF évolue linéairement avec l'indice effectif de l'empilement.
Pour des épaisseurs de Si_3N_4 faibles, les DBRs ne sont plus des miroirs suffisamment efficaces pour le mode de la structure. Une partie de l'énergie du mode est donc perdue à travers ces DBRs, ce qui explique la faible réflectivité de la structure. Lorsque cette épaisseur est supérieure à 60 nm, l'efficacité des DBRs devient suffisante et la réflectivité de la structure n'est donc plus limitée par les fuites du mode.
Parallèlement, la force de couplage du GC devient plus importante lorsque l'épaisseur de Si_3N_4 augmente. Le couplage entre le faisceau incident et le mode guidé augmente donc également, ce qui tend à élargir le pic de résonance spectrale.
A partir de ces spectres, nous calculons le facteur de qualité du CRIGF. Ce calcul n'est pas fait en mesurant la largeur à mi-hauteur des différents spectres, car la largeur à mi-hauteur est difficile à estimer sur une résonance de Fano. Une méthode plus précise est d'estimer, par FMM, la partie imaginaire du pôle complexe de la résonance. Pour cela, nous calculons le spectre de réflectivité du CRIGF pour une longueur d'onde complexe $\lambda = \mathrm{Re}(\lambda) + i\,\mathrm{Im}(\lambda)$ avec $\mathrm{Re}(\lambda) = \mathrm{Re}(\lambda_r) = \lambda_r$ fixée à la longueur d'onde λ_r du pic de résonance réelle et $\mathrm{Im}(\lambda)$ variable. On observe sur ce spectre dans le plan complexe un pic, dont la position permet de déterminer la partie imaginaire du pôle $\mathrm{Im}(\lambda_r)$. Le facteur de qualité peut alors être exprimé de la manière suivante [165] :

$$Q = \frac{\mathrm{Re}(\lambda_r)}{2 \times \mathrm{Im}(\lambda_r)} \tag{7.1}$$

avec λ_r le pôle complexe en longueur d'onde de la structure, calculé par FMM. La figure 7.4 représente le facteur de qualité de la résonance du CRIGF en fonction de l'épaisseur de Si_3N_4. Les barres d'erreur sont liées au pas d'échantillonnage utilisé lors de la variation de $\mathrm{Im}(\lambda)$.
Sur cette figure, nous remarquons que la courbe du facteur de qualité passe par un maximum pour une épaisseur de Si_3N_4 de 32 nm. En dessous de cette épaisseur, le facteur de qualité chute brutalement et aucun pic de résonance n'est observé sur la réflectivité pour une épaisseur de Si_3N_4 inférieure à 16 nm. Au delà de 32 nm, le facteur de qualité semble décroître exponentiellement avec l'épaisseur de Si_3N_4.
Pour comprendre cette évolution du facteur de qualité, nous devons considérer les différentes origines des pertes prises en compte dans la modélisation. L'absorption des matériaux n'étant pas prise en compte, les pertes proviennent soit du rayonnement engendré par le GC (pertes de couplage) soit d'une réflexion imparfaite au niveau des DBRs (pertes intrinsèques du résonateur).
Lorsque l'épaisseur de la couche de Si_3N_4 est importante, la réflectivité des DBRs est maximale, le confinement du mode entre les DBRs est donc optimal et les pertes intrinsèques du résonateur sont donc minimales. Par contre, les pertes par couplage vers le ondes rayonnées sont très importantes, car le GC est d'autant plus efficace que l'épaisseur de Si_3N_4 est importante. Pour des épaisseurs de Si_3N_4 élevées, nous sommes donc en régime de surcouplage et le facteur de qualité du CRIGF est alors limité par les pertes de couplage induites par le GC.
Lorsque l'épaisseur de Si_3N_4 diminue, le confinement du mode par les DBRs diminue

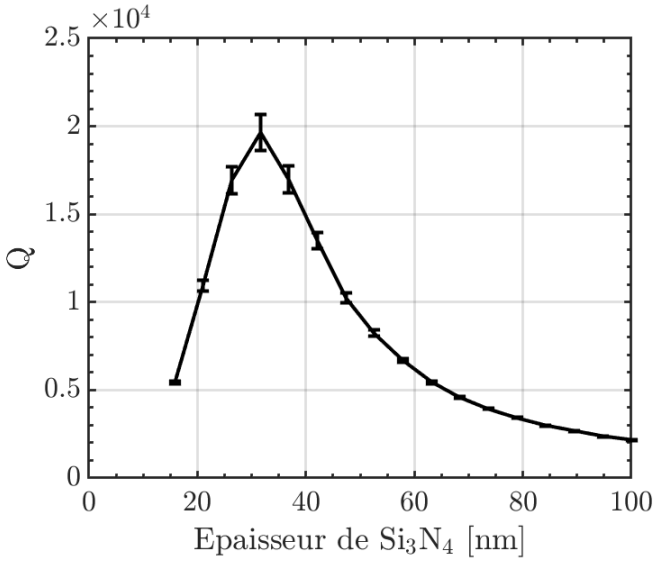


FIGURE 7.4 – Facteur de qualité du CRIGF en fonction de l'épaisseur de la couche réseau de Si_3N_4.

également et les pertes intrinsèques augmentent. En dessous d'une épaisseur limite, le nombre de périodes des DBRs n'est plus suffisant pour réfléchir totalement le mode dans la structure. L'énergie du mode peut s'échapper de la cavité Fabry-Pérot planaire et être absorbée dans les couches absorbantes placées en bout de structure. Parallèlement, l'efficacité du GC décroît également et les pertes de couplage diminuent. La structure se retrouve ainsi en régime de sous-couplage et le facteur de qualité décroît donc fortement lorsque l'épaisseur de Si_3N_4 devient très faible.
Entre ces deux situations extrêmes, plus exactement pour une épaisseur de 32 nm, la structure se retrouve en régime de couplage critique où pertes de couplage et pertes intrinsèques sont équilibrées et où le facteur de qualité passe par un optimum.
Dans la partie 7.5, nous détaillerons un modèle simple permettant de déterminer l'épaisseur de Si_3N_4 pour laquelle le facteur de qualité du CRIGF est maximal (à paramètres géométriques fixés).

Afin de confirmer que le champ à ω dans la structure suit bien la même évolution que le facteur de qualité, nous avons calculé (par FMM) l'amplitude du champ à l'interface substrat/guide en fonction de l'épaisseur de la couche réseau de Si_3N_4 (figure 7.5).

Sur cette figure, l'amplitude du champ à ω est maximale pour une épaisseur de Si_3N_4 d'environ 36 nm. Au delà de 36 nm, l'amplitude du champ semble diminuer rapidement avec l'épaisseur du Si_3N_4. En dessous de 36 nm, l'amplitude du champ décroît brutalement lorsque l'épaisseur du Si_3N_4 diminue. Cette évolution est très similaire à celle observée sur le facteur de qualité du CRIGF, et l'épaisseur optimale est approximativement la même que celle permettant de le maximiser. Maximiser le facteur de qualité permet donc bien de maximiser le champ dans la structure.
Notons que pour obtenir l'épaisseur permettant la meilleure exaltation de champ possible, nous aurions pu calculer l'intégrale de recouvrement du champ avec le guide de $LiNbO_3$ en fonction de l'épaisseur de Si_3N_4. Pour simplifier, nous avons seulement mesuré l'amplitude du champ à l'interface substrat/guide ce qui est largement suffisant compte tenu des incertitudes de fabrication de ce type de structure. Nous fixons donc l'épaisseur de Si_3N_4

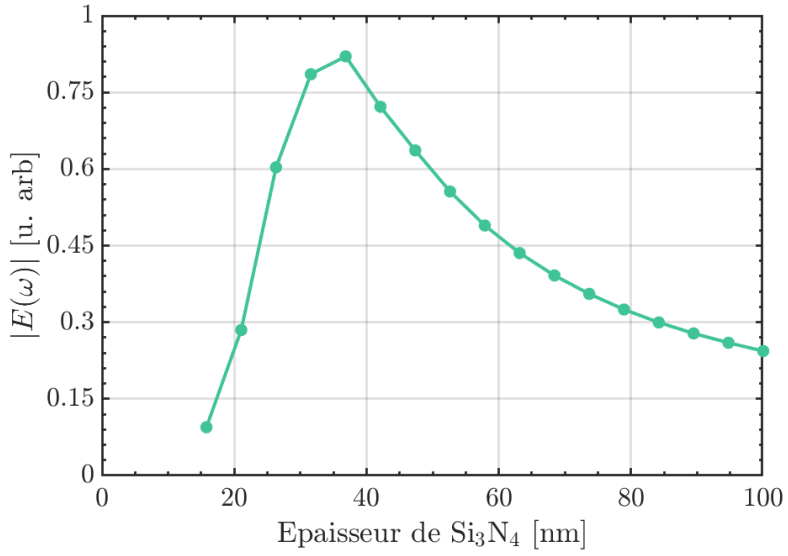


FIGURE 7.5 – Amplitude du champ à ω, au milieu du guide de $LiNbO_3$, en fonction de l'épaisseur de Si_3N_4.

à 36 nm pour notre structure. Cette structure est, par la suite, appelée *QO* (pour Q optimisé). Nous pouvons tracer les spectres de réflexion et de transmission de ce CRIGF (figure 7.6).

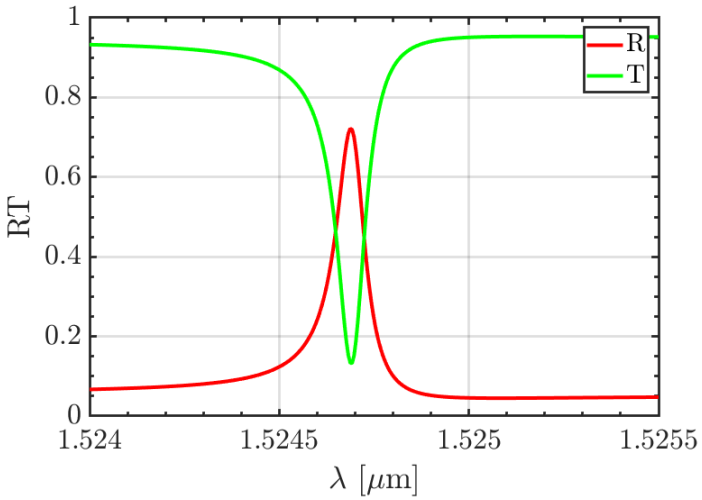


FIGURE 7.6 – Spectres de réflexion et de transmission, à ω, du CRIGF *QO*.

Sur ces spectres, on observe un pic de résonance centré à $\lambda = 1524{,}7$ nm. Le facteur de qualité de la résonance est calculé à $Q \simeq 17000$, comme prévu sur la figure 7.4. Hors résonance, la réflectivité moyenne de la structure est de 6 %. A la résonance, la réflectivité du CRIGF atteint 72 % et la transmission descend à 13 %. A la résonance, il manque donc 15 % de l'énergie totale dans le bilan énergétique.
Ces pertes représentent la quantité d'énergie qui est passée à travers les DBRs et qui est perdue dans les couches absorbantes placées de part et d'autre du CRIGF. Le facteur de qualité et le champ à ω sont maximums lorsque les DBRs ne réfléchissent pas parfaitement le mode du CRIGF (pour N_{DBR} fixé). Ce dernier point, bien que contre-intuitif, peut être

expliqué par le modèle analytique détaillé dans la partie 7.5.

7.5 Modèle analytique simple du facteur de qualité du CRIGF

Pour comprendre l'évolution du facteur de qualité du CRIGF, nous avons développé un modèle simple où seules les pertes induites par le GC et les DBRs sont prises en compte. Dans ce modèle, le facteur de qualité du CRIGF est calculé à partir du facteur de qualité du GMRF (équivalent au GC infini) et du facteur de qualité d'une cavité Fabry-Pérot classique. La relation permettant de lier ces trois quantités est donnée par l'équation :

$$\frac{1}{Q_{CRIGF}} = \frac{L_{GC}}{L} \times \frac{1}{Q_{GMRF}} + \frac{1}{Q_{FP}} \tag{7.2}$$

avec L_{GC} la longueur du GC et L la longueur totale de la cavité [30]. Cette longueur totale de cavité est la somme de la longueur du GC, des zones de phases et de la pénétration du champ dans les DBRs. On a donc $L = L_{GC} + 2L_{PS} + 2L_e$, avec L_e la longueur de pénétration du mode dans les DBRs [166]. Le terme L_{GC}/L permet de prendre en compte le fait que le GC ne couvre pas toute la longueur de la cavité.

Dans une première étape, nous commençons donc par déterminer Q_{GMRF} en étudiant la structure GMRF à l'aide de la méthode FMM. Le GMRF possède les paramètres géométriques du GC du CRIGF : période de $\Lambda_{GMRF} = 865\,\text{nm}$ et facteur de remplissage de $FF_{GMRF} = 0{,}1$. L'empilement multicouche est le même que pour le CRIGF : Air (semi-infini)/Si_3N_4 (variable)/$LiNbO_3$ (300 nm)/SiO_2 (semi-infini). La structure est éclairée par une onde plane en incidence normale. Le nombre de coefficients de Fourier utilisés pour modéliser ce GMRF est $2N + 1$, avec $N = 4$. Ce nombre est très faible, par rapport au nombre utilisé pour modéliser les CRIGFs, car on considère seulement une période du GMRF comme motif de base dans la FMM (voir chapitre 3). Nous avons ainsi calculé le facteur de qualité de la résonance de ce GMRF, en fonction de l'épaisseur de Si_3N_4 (figure 7.7). Sur cette figure, on observe une divergence du facteur de qualité pour une épaisseur nulle suivi d'une décroissance importante du facteur de qualité du GMRF avec l'épaisseur de la couche réseau de Si_3N_4. En effet, lorsque l'épaisseur du réseau est très faible, le couplage du mode guidé vers les ondes rayonnées dans l'espace libre (air ou substrat semi-infini de SiO_2) est également très faible. Le facteur de qualité étant inversement proportionnel à ces pertes par rayonnement, il est d'autant plus élevé que l'épaisseur du réseau est faible. Pour une épaisseur de réseau nulle, le mode guidé est parfaitement isolé des modes rayonnées, et présente donc un facteur de qualité infini, ce qui explique la divergence observée.
Lorsque cette épaisseur augmente, la force de couplage du réseau augmente et le facteur de qualité du GMRF diminue.

Le facteur de qualité du GMRF étant désormais connu, il faut maintenant déterminer celui de la cavité Fabry-Pérot. Nous commençons par calculer la réflectivité d'un DBR constitué de $N_{DBR} = 200$ périodes en fonction de l'épaisseur de la couche de Si_3N_4. Les paramètres géométriques autres que l'épaisseur sont ceux donnés dans le tableau 7.1. Cette réflectivité peut être évaluée en considérant le DBR comme un empilement de couches minces. Cet empilement est constitué de l'alternance d'une couche d'indice n_1 et d'une

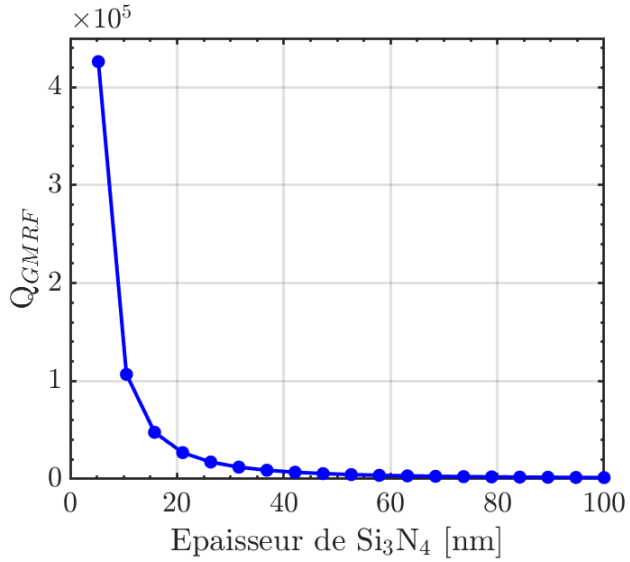


FIGURE 7.7 – Facteur de qualité du GMRF en fonction de l'épaisseur de la couche réseau de Si_3N_4.

couche d'indice n_2, répétées N_{DBR} fois. n_1 représente l'indice effectif de l'empilement réel sans Si_3N_4 (creux du DBR) et n_2 représente l'indice effectif de l'empilement avec la couche de Si_3N_4 (dent du DBR). Le facteur de remplissage étant de 50 %, la réflectivité du DBR peut être calculée par la formule (7.3) [167] :

$$R_{DBR} = \frac{n_1 n_2^{2N_{DBR}} - n_1 n_1^{2N_{DBR}}}{n_1 n_2^{2N_{DBR}} + n_1 n_1^{2N_{DBR}}} \tag{7.3}$$

avec $N_{DBR} = 200$ et $n_1 = 1{,}735$ et n_2 qui évolue avec l'épaisseur de Si_3N_4. L'évolution de la réflectivité du DBR, en fonction de l'épaisseur de Si_3N_4, est tracée sur la figure 7.8.

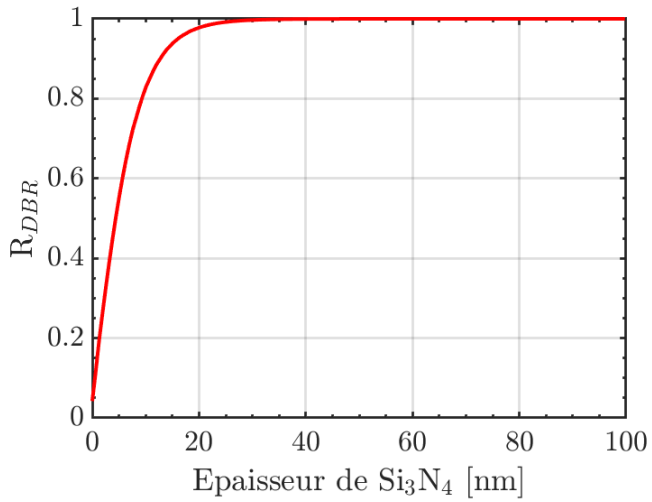


FIGURE 7.8 – Réflectivité du DBR de 200 périodes, sous l'approximation des couches minces, en fonction de l'épaisseur de Si_3N_4.

La réflectivité du DBR est très proche de sa valeur asymptotique ($R_{DBR} = 100\,\%$) pour des épaisseurs de Si_3N_4 supérieures à environ 30 nm ($R_{DBR} > 99\%$). Lorsque l'épaisseur

de Si_3N_4 passe en dessous de 30 nm, la réflectivité du DBR chute brutalement.
La réflectivité des DBRs étant maintenant connue, nous pouvons calculer le facteur de qualité de la cavité Fabry-Pérot à partir de la relation suivante [168, 169] :

$$Q_{FP} = \frac{\lambda_0}{ISL}\mathcal{F} \tag{7.4}$$

où λ_0 est la longueur d'onde du mode dans la cavité, *ISL* l'intervalle spectral libre et $\mathcal{F}$ la finesse de la cavité. Lorsque les deux miroirs sont identiques (cavité Fabry-Pérot symétrique), cette dernière s'écrit :

$$\mathcal{F} = \frac{\pi\sqrt{R_{DBR}}}{1 - R_{DBR}} \tag{7.5}$$

L'intervalle spectral libre (*ISL*) représente l'écart spectral entre deux modes dans la cavité Fabry-Pérot. Il s'exprime de la manière suivante :

$$ISL = \frac{\lambda_0^2}{2n_g L} \tag{7.6}$$

avec $n_g = n_{eff} - \lambda_0 \frac{\partial n_{eff}}{\partial \lambda}$ l'indice de groupe et n_{eff} l'indice effectif du milieu entre les deux miroirs et $L = L_{GC} + 2L_{PS} + 2L_e$ la taille totale de la cavité. La valeur de L_e varie avec l'épaisseur de la couche de Si_3N_4 et son expression correspond à celle présentée dans l'article [166] et ne sera pas reprise ici.
En injectant les équations (7.5) et (7.6) dans l'équation (7.4), le facteur de qualité d'une cavité Fabry-Pérot s'écrit de la manière suivante :

$$Q_{FP} = \frac{2\pi n_g L\sqrt{R_{DBR}}}{\lambda_0(1 - R_{DBR})} \tag{7.7}$$

Ce facteur de qualité est tracé, en fonction de l'épaisseur de Si_3N_4, sur la figure 7.9.

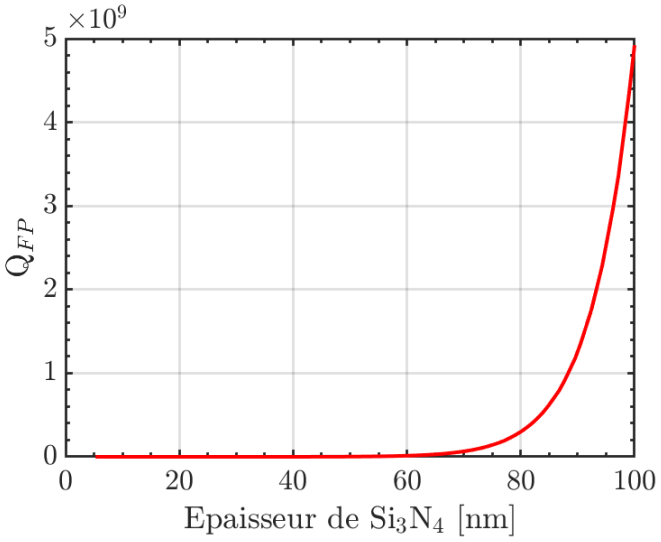


FIGURE 7.9 – Facteur de qualité d'une cavité Fabry-Pérot classique, formée par les deux DBRs de 200 périodes.

Nous observons une augmentation importante de Q_{FP} avec l'épaisseur de Si_3N_4. En effet, plus l'épaisseur de Si_3N_4 est importante, plus la réflectivité des DBRs l'est également. Cela se traduit par une diminution des pertes à travers les miroirs, et donc à une

augmentation du facteur de qualité. Il est important de noter que, dans ce modèle, le facteur de qualité de la cavité Fabry-Pérot est calculé au centre du plateau de réflectivité des DBRs. Ce cas correspond donc au cas « optimal », où la réflectivité des DBRs est maximale et donc où le facteur de qualité de la cavité Fabry-Pérot est lui aussi maximal. Ce n'est pas le cas dans le CRIGF modélisé par FMM.

A partir de cette expression du facteur de qualité du Fabry-Pérot, nous pouvons obtenir une expression pour le facteur de qualité d'un CRIGF. Pour cela, nous injectons l'équation (7.7) dans l'équation (7.2) :

$$Q_{CRIGF} = \frac{Q_{GMRF} \times 2\pi n_g L\sqrt{R_{DBR}}}{\lambda_0(1-R_{DBR})Q_{GMRF} + 2\pi n_g L_{GC}\sqrt{R_{DBR}}} \tag{7.8}$$

Notons que si Q_{GMRF} devient très grand par rapport aux autres termes, alors le facteur de qualité total devient $Q_{CRIGF} = \frac{2\pi n_g L\sqrt{R_{DBR}}}{\lambda_0(1-R_{DBR})} = Q_{FP}$. Le facteur de qualité de la structure sera donc limité uniquement par celui de la cavité Fabry-Pérot (régime de sous-couplage). De la même manière, si Q_{GMRF} devient très faible par rapport aux autres termes, le facteur de qualité total devient $Q_{CRIGF} = \frac{L}{L_{GC}} \times Q_{GMRF}$. Le facteur de qualité de la structure sera donc limité par celui du GMRF (régime de sur-couplage).
Sur la figure 7.10(a), nous traçons le facteur de qualité obtenu par le modèle (magenta), ainsi celui obtenu par la FMM (noir).

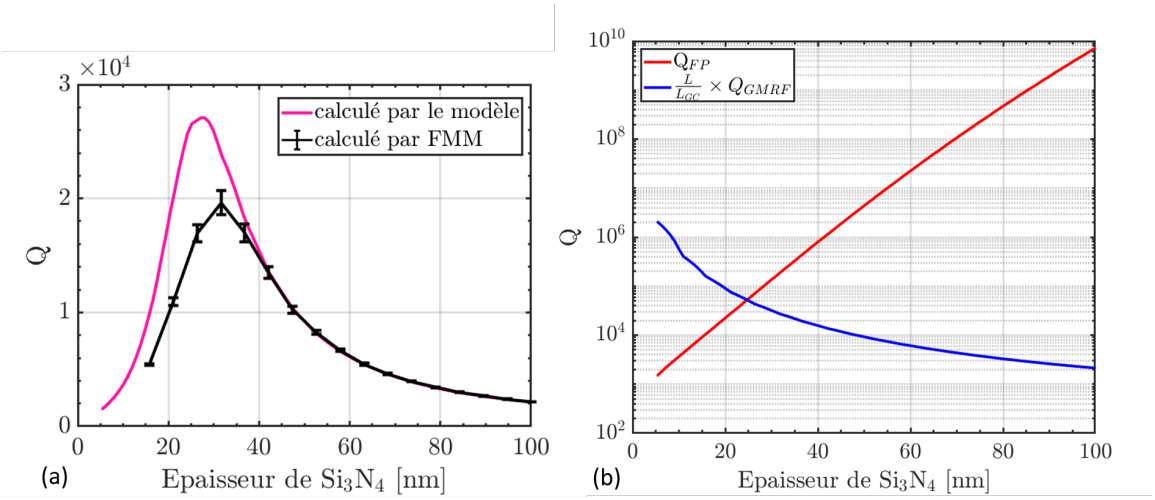


FIGURE 7.10 – (a) Facteur de qualité du CRIGF, obtenu par FMM (noir) et par le modèle analytique (magenta), en fonction de l'épaisseur de Si_3N_4. (b) Évolution des deux termes de l'équation (7.2) en fonction de l'épaisseur de Si_3N_4.

On remarque sur cette figure que le facteur de qualité calculé par le modèle simple possède une allure très similaire à celui calculé par FMM. Pour des épaisseurs supérieures à 40 nm, le facteur de qualité calculé par le modèle simple est égal au facteur de qualité calculé par FMM. En dessous de cette épaisseur, le modèle s'éloigne de la courbe calculée par FMM. Le modèle donne un facteur de qualité maximal de 27 000, pour une épaisseur optimale de 28 nm.
Pour comprendre l'origine de ce facteur de qualité optimal, nous avons également tracé $\frac{L}{L_{GC}} \times Q_{GMRF}$ et Q_{FP} (en échelle logarithmique) sur la figure 7.10(b).
On observe un croisement des deux courbes pour une épaisseur de Si_3N_4 proche de celle

permettant d'obtenir le facteur de qualité optimal avec le modèle. Nous en déduisons donc que le maximum du facteur de qualité du CRIGF est atteint lorsque $\frac{L}{L_{GC}} \times Q_{GMRF} \simeq Q_{FP}$. Autrement dit, le facteur de qualité du CRIGF est optimal pour le régime de couplage critique, c'est-à-dire lorsque les pertes par rayonnement du GC sont équivalentes aux pertes dues à la fuite du mode au travers des DBRs. Ces résultats sont similaires à ceux obtenus dans des micro-résonateurs optiques en régime de couplage critique [170]. Ici, à paramètres géométriques fixés (hormis l'épaisseur de Si_3N_4), le champ électrique dans la structure est maximal lorsque les pertes par les DBRs sont égales aux pertes de couplage par le GC. Nous expliquons ainsi la présence de pertes à travers les DBRs pour la structure offrant le meilleur facteur de qualité et la meilleure exaltation de champ électrique possible.
L'origine de ce facteur de qualité optimal étant connue, nous nous intéressons maintenant aux différences entre les résultats donnés par le modèle simple et ceux donnés par la FMM pour les faibles épaisseurs. Comme nous l'avons dit précédemment, le modèle simple permet de calculer le facteur de qualité de la cavité Fabry-Pérot au centre du plateau de réflectivité des DBRs. En FMM, lorsque le facteur de remplissage du GC varie de 50 % à 10 %, la longueur d'onde de résonance du CRIGF change. Si les autres paramètres géométriques du CRIGF sont fixés (la cavité Fabry-Pérot restant ainsi inchangée), cela signifie que la résonance se déplace sur le plateau de réflectivité des DBRs.
Lorsque l'épaisseur de Si_3N_4 est suffisante, le plateau de réflectivité des DBRs est large et plat : la réflectivité reste ainsi très proche de son maximum sur une grande gamme spectrale. Une petite variation de la longueur d'onde de résonance n'a donc pas d'impact notable sur la réflectivité des DBRs. Le modèle simplifié et la simulation FFM sont alors en bon accord et c'est ce que nous observons pour des épaisseurs de Si_3N_4 supérieures à 40 nm).
Cependant, lorsque l'épaisseur de Si_3N_4 devient trop faible (inférieure à 40 nm dans le cas présent), ce plateau devient progressivement plus étroit, moins élevé et s'arrondit. Un faible changement de la longueur d'onde de résonance peut alors provoquer une baisse significative de la réflectivité des DBRs et ainsi une diminution du facteur de qualité de la cavité Fabry-Pérot.
Le facteur de qualité calculé par FMM est donc moins important que celui calculé par le modèle simple.

En outre, cette déviation entre le modèle et la simulation FMM pour les faibles épaisseurs induit une estimation différente de l'épaisseur de Si_3N_4 donnant le facteur de qualité optimum. Nous constatons ainsi une différence de 4 nm. Rappelons toutefois que l'objectif est ici de déterminer l'épaisseur de Si_3N_4 à déposer expérimentalement. Une telle différence n'est donc préjudiciable car elle est tout à fait comparable aux incertitudes expérimentales de dépôt. Enfin, le modèle analytique est très nettement plus rapide que la simulation FMM et reste donc pertinent pour cette étude de dimensionnement de l'empilement.

7.6 Comparaison des structures *AR* et *QO*

Nous calculons maintenant, par FMM, le champ électrique dans la couche de $LiNbO_3$ (à la résonance) pour la structure *QO*. Ce champ est tracé avec celui obtenu dans la structure *AR*, en fonction de la position dans le Si_3N_4, sur la figure 7.11.

Premièrement, nous remarquons que le champ à ω passe par un maximum approximativement au centre du guide de $LiNbO_3$, pour les structures *QO* (rouge) et *AR* (bleu). Le mode du CRIGF est donc bien concentré dans la couche non-linéaire, pour les deux

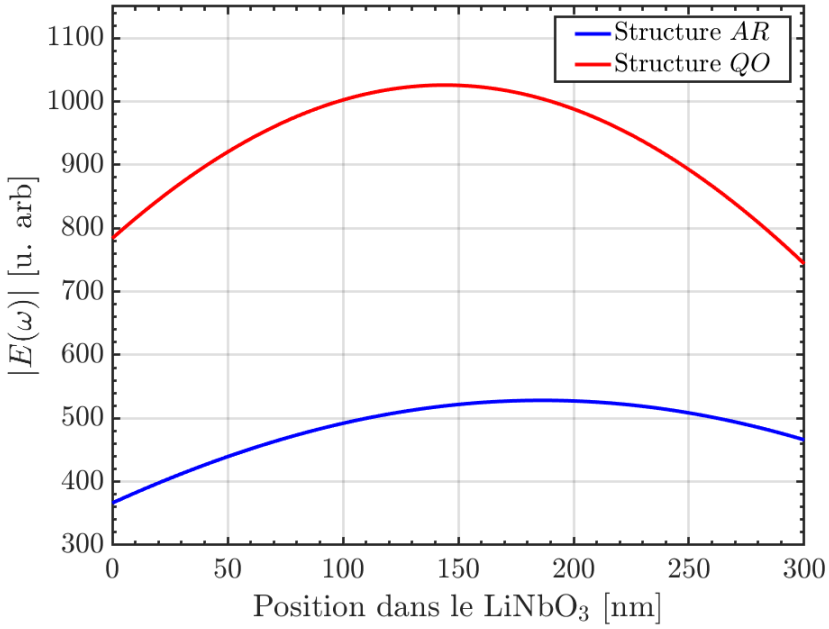


FIGURE 7.11 – Champ à ω dans la couche de $LiNbO_3$, à la résonance, pour les structures AR (bleu) et QO (rouge).

structures, ce qui est nécessaire pour maximiser la SHG.
Nous remarquons également que le champ dans la structure QO est 1,94 fois plus important que le champ dans la structure AR. Nous obtenons donc une meilleure exaltation du champ à ω dans cette structure simple sans anti-reflet, plutôt que dans la structure basée sur un anti-reflet parfait.
De plus, le facteur de qualité de QO est environ 7,2 fois plus important que celui de AR. L'amplitude du mode dans une cavité Fabry-Pérot étant proportionnelle à la racine du facteur de qualité, on s'attend donc pour la structure QO à un champ $\sqrt{\frac{Q_{QO}}{Q_{AR}}} \simeq \sqrt{7,2} \simeq 2{,}70$ fois plus important que pour la structure AR. Cette exaltation de 2,70 est du même ordre de grandeur que celle observée sur la figure 7.11. Ce dernier point confirme que c'est bien la différence de facteur de qualité entre les deux structures qui est responsable de l'augmentation du champ dans le $LiNbO_3$.

7.7 Premières études expérimentales de la structure QO

Nous avons essayé de réaliser expérimentalement cette structure QO. La fabrication de cet échantillon a été différente de ceux du chapitre 6.
La première différence est que l'échantillon LNOI utilisé est constitué d'un substrat de SiO_2, et non pas d'un substrat de $LiNbO_3$. Nous avons fait ce choix pour s'affranchir de la contribution non-linéaire non résonnante provenant du substrat de $LiNbO_3$. Ainsi, la seule source possible de SHG est le guide de 300 nm de $LiNbO_3$.
La deuxième différence est que nous avons utilisé la deuxième méthode de fabrication, présentée dans le chapitre 4, pour réaliser cet échantillon. L'épaisseur de la couche de

Si_3N_4 a été mesurée par ellipsométrie à 41 nm. Nous ne sommes donc pas exactement à l'épaisseur théorique de 34 nm permettant de se trouver dans le régime de couplage critique (voir figure 7.5).

Afin d'observer la réponse de cette structure, nous avons à nouveau étudié l'impact de la variation du facteur de remplissage du GC sur la réponse linéaire et non-linéaire du CRIGF. Ces mesures nous permettent également de compléter les résultats expérimentaux du chapitre 6.
Les paramètres des CRIGFs étudiés sont résumés dans le tableau 7.2. Plusieurs CRIGFs ont été fabriqués, avec des GC possédant des facteurs de remplissage allant de 10 % à 90 %.

Période du GC	$\Lambda_{GC} = 884\,\text{nm}$
Nombre de dents du GC	$N_{GC} = 21$
Facteur de remplissage du GC	$FF_{GC} = 0{,}1$ à $0{,}9$
Période des DBRs	$\Lambda_{DBR} = \Lambda_{GC}/2$
Facteur de remplissage des DBRs	$FF_{DBR} = 0{,}5$
Nombre de périodes des DBRs	$N_{DBR} = 300$
Taille des zones de phases	$L_{PS} = 1{,}125 \times \Lambda_{GC}$
Largeur du CRIGF	$\Delta_y = 30\,\mu\text{m}$

Tableau 7.2 – Paramètres géométrique des CRIGFs fabriqués expérimentalement.

Nous avons tout d'abord étudié les spectres de réflexion et de transmission de ces différents CRIGFs. Ces spectres sont représentés sur les figures 7.12(a) et 7.12(b).

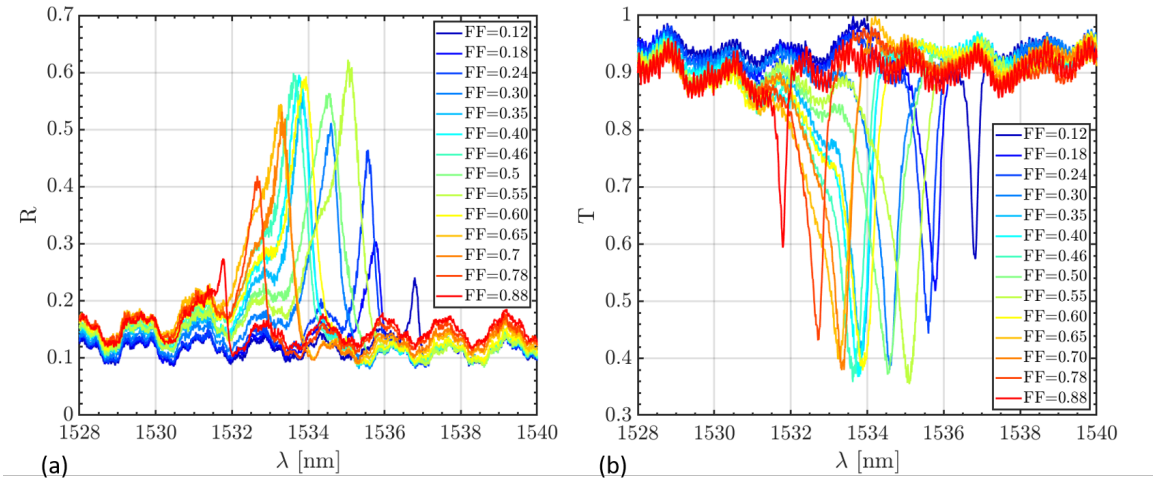


FIGURE 7.12 – Spectres de réflexion (a) et de transmission (b), de la structure *QO* fabriquée, pour des CRIGFs possédant des FF_{GC} différents.

Comme dans le chapitre 6, nous observons des pics de résonance (sur R et T) dont la

position, l'intensité et la largeur spectrale dépendent du facteur de remplissage du GC. On remarque également, hors résonance, que la réflectivité moyenne de l'empilement est environ de 10 %. La présence de cette forte réflectivité non-résonante provient du fait que l'empilement n'a pas été conçu pour être anti-reflet autour de ces longueurs d'onde.
Pour mieux comprendre ces spectres, nous avons mesuré le facteur de qualité de ces structures en réflexion et en transmission (figure 7.13). Notons que ce facteur de qualité est obtenu en mesurant la largeur à mi-hauteur de ces pics, ce qui explique les importantes incertitudes sur certains points. Nous représentons également le facteur de qualité théorique, pour une épaisseur de 41 nm de Si_3N_4, de ces différentes structures.

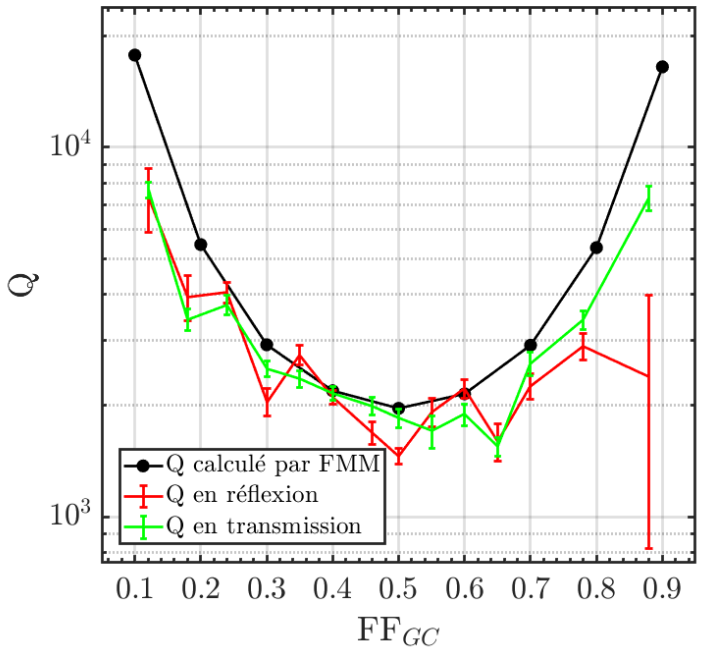


FIGURE 7.13 – Facteur de qualité mesuré, en réflexion (rouge) et en transmission (vert), en fonction du facteur de remplissage du GC. La courbe noire représente le facteur de qualité théorique (FMM) pour ces structures (avec 41 nm de Si_3N_4).

La courbe rouge représente le facteur de qualité mesuré en réflexion et la courbe verte celui mesuré en transmission. La courbe noire correspond au facteur de qualité calculé par FMM. On remarque que le facteur de qualité mesuré (en R ou en T) est minimum lorsque le facteur de remplissage du GC est autour de 50 %. Ce facteur de qualité augmente ensuite, au fur et à mesure que le facteur de remplissage du GC s'éloigne de 50 % (sauf pour $FF = 88\,\%$ en réflexion). Ce comportement correspond bien à celui prédit par les simulations numériques. On remarque également que les facteurs de qualité expérimentaux sont très proches de ceux obtenus par FMM, pour des facteurs de remplissage entre 24 % et 78 %. Pour les facteurs de remplissage de 10 % et de 90 %, les facteurs de qualité expérimentaux sont environ 1,9 fois et 1,6 fois inférieurs à ceux prévus par la théorie. Cela peut s'expliquer par des pertes expérimentales (par diffusion, par absorption) non prises en compte dans la théorie et devenant limitantes pour les forts facteurs de qualité.
Pour un facteur de remplissage de 12 %, un facteur de qualité de 7 500 a été mesuré expérimentalement. C'est la première fois que des facteurs de qualité aussi élevés sont mesurés dans des structures CRIGF.
La maximisation du facteur de qualité du CRIGF, dans une structure simple, a donc pu

être vérifiée expérimentalement. Cependant, ces facteurs de qualité expérimentaux restent bien inférieurs à celui prédit par la FMM ($Q \simeq 17\,000$) pour la structure QO à l'optimum de couplage critique. Ceci est en partie dû à la différence entre l'épaisseur de Si_3N_4 obtenue expérimentalement et celle calculée théoriquement pour le couplage critique.
Sur la figure 7.14(a), nous avons tracé le maximum de réflexion et le minimum de transmission en fonction du facteur de remplissage du GC. Les pertes à la résonance ont également été représentées.

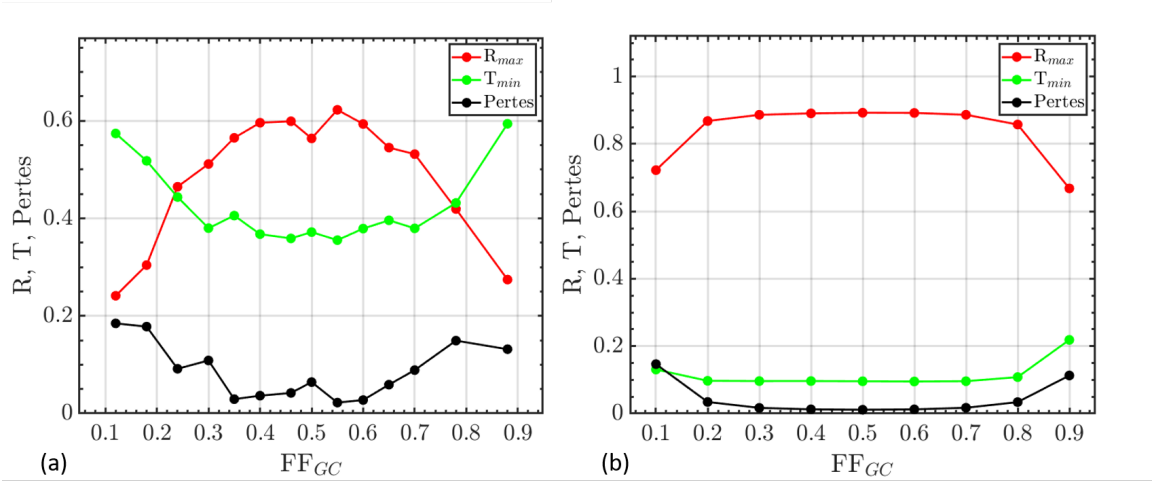


FIGURE 7.14 – Réflectivité (rouge), transmission (vert) et pertes (noir), mesurées expérimentalement (a) et calculées par FMM (b), en fonction de FF_{GC}.

Nous remarquons que la réflexion (respectivement la transmission), à la résonance, est maximale (respectivement minimale) lorsque le facteur de remplissage du GC se trouve autour de 50 %. Plus le facteur de remplissage s'éloigne de 50 %, plus la réflexion chute et la transmission augmente. Parallèlement, les pertes dans le CRIGF sont d'environ 5 % lorsque $FF_{GC} = 50\,\%$ et augmentent jusqu'à 20 % lorsque le facteur de remplissage devient extrême.
Des simulations numériques de ces structures ont été réalisées et sont représentées sur la figure 7.14(b). Dans ces simulations, les pertes représentent seulement l'énergie perdue, à travers les DBRs, dans les couches absorbantes placées en fin de structure. On observe, sur cette figure, des évolutions très proches de celles observées expérimentalement. Ces évolutions peuvent être expliquées en termes de couplage critique. En effet, lorsque l'on est proche du régime de couplage critique, le facteur de qualité du CRIGF est maximal et les pertes à travers les DBRs ne sont pas nulles (voir figure 7.10). Au point exact du couplage critique, les pertes totales dans la structure doivent être maximales [170]. Le CRIGF est alors un mauvais filtre en réflexion, car ces pertes par les DBRs limitent la réflectivité maximale de la structure (voir figure 7.6). Cependant, les résultats théoriques précédents ont montré que le champ dans le guide de $LiNbO_3$ était maximal, malgré ces pertes par les DBRs.
Les spectres SHG, en réflexion et en transmission, ont été mesurés pour chacun de ces CRIGFs (figure 7.15).

Sur ces spectres, on observe des pics de SHG pour des longueurs d'onde de pompe correspondant aux longueurs d'onde de résonance des différents CRIGFs. Ces pics de résonances sont très asymétriques, signe de la présence d'effets thermiques dans le CRIGF (voir partie chapitre 7). On observe également que l'intensité des pics varie en fonction de

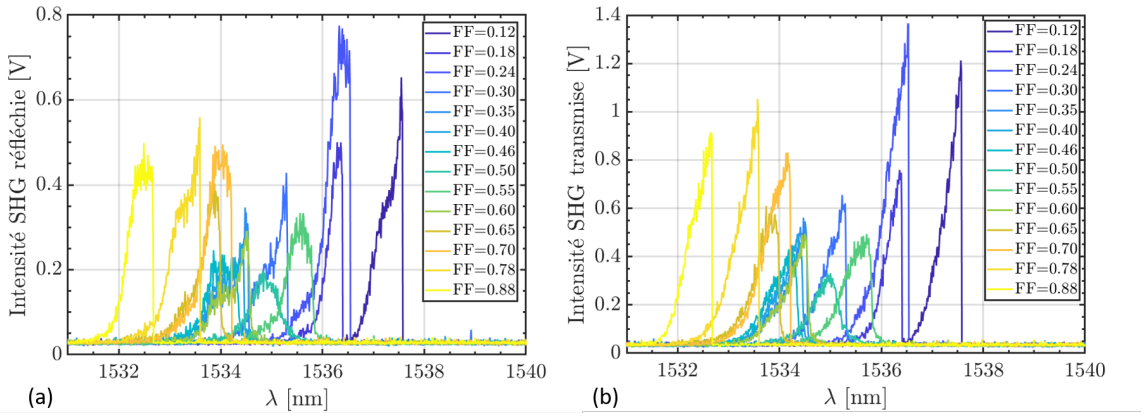


FIGURE 7.15 – Spectres SHG, en réflexion (a) et en transmission (b), de CRIGFs possédant des FF_{GC} différents.

la structure étudiée, et donc en fonction du facteur de remplissage du GC. La figure 7.16 représente le maximum de SHG, mesuré en réflexion (bleu) et en transmission (cyan), en fonction du facteur de remplissage du CRIGF.

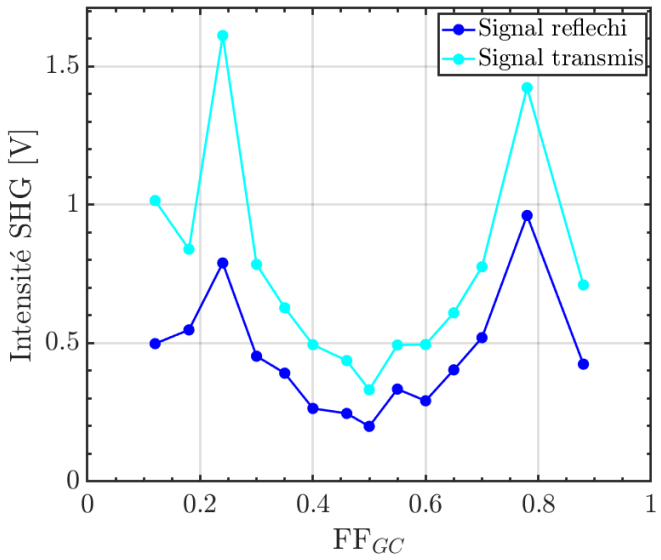


FIGURE 7.16 – Maximum d'intensité de SHG, mesurée en réflexion (bleu) et en transmission (cyan), en fonction du facteur de remplissage du CRIGF étudié.

Pour des facteurs de remplissage entre 24 % et 78 %, on remarque que l'intensité de SHG augmente au fur et à mesure que le facteur de remplissage s'éloigne de 50 %. Cette évolution est donc la même que celle du facteur de qualité. L'intensité de SHG étant uniquement dépendante du champ à ω en l'absence d'accord de phase, cela signifie que le champ dans le $LiNbO_3$ évolue bien de la même façon que le facteur de qualité de la structure.
Pour des facteurs de remplissage supérieurs à 78 % ou inférieurs à 24 %, on observe une chute brutale de l'intensité de SHG mesurée. Cette chute se produit alors que le facteur de qualité de la structure continue d'augmenter.
Pour expliquer ce phénomène, nous émettons l'hypothèse que la mesure expérimentale de

la SHG est limitée par les effets thermiques dans l'échantillon. En effet, si on observe les spectres SHG des structures possédant de forts facteurs de qualité ($FF = 0,12$ sur la figure 7.15 par exemple), on remarque que le spectre de SHG chute brutalement et présente un profil asymétrique très différent du profil spectral obtenu pour des plus faibles facteurs de qualité ($FF = 0,50$ sur la figure 7.15 par exemple). Cet effet provient de l'auto-échauffement de la cavité, due à la forte exaltation de la pompe dans la cavité. Nous avons vu dans le chapitre précédent que cet auto-échauffement de la cavité conduisait à une bistabilité optique. Lorsque la longueur d'onde de pompe augmente, la SHG saute brutalement d'une branche à l'autre de la courbe d'hystérésis, ce qui explique la forme des pics de résonance de la figure 7.15. Cet effet est d'autant plus fort que le facteur de qualité de la structure est important. Nous supposons ainsi que ces effets de bistabilité nous empêchent de mesurer l'intensité maximale de SHG potentiellement rayonnée par ces structures possédant de forts facteurs de qualité. Cela pourrait expliquer la chute brutale de SHG alors que le facteur de qualité continue d'augmenter.

7.8 Estimation de l'efficacité de conversion

Comme dans le chapitre 6, nous pouvons remonter à la puissance de SHG rayonnée par les CRIGFs de cet échantillon.
Dans le cas du CRIGF donnant un minimum de signal ($FF_{GC} = 50\,\%$), la puissance SHG mesurée est $P_{2\omega} = 0{,}4\,\mathrm{nW}$, pour une puissance de pompe de $P_\omega = 20\,\mathrm{mW}$. L'efficacité de conversion de ce CRIGF est ainsi de $\eta = P_{2\omega}/(P_\omega)^2 = 10^{-4}\,\%/\mathrm{W}$.
Dans le cas du CRIGF donnant un maximum de signal ($FF_{GC} = 24\,\%$), la puissance de SHG mesurée est $P_{2\omega} = 1{,}7\,\mathrm{nW}$. L'efficacité de conversion de ce CRIGF est donc $\eta = 4,25 \times 10^{-4}\,\%/\mathrm{W}$.
En ajustant le facteur de remplissage, nous pouvons ainsi gagner un facteur 4,25 sur l'efficacité de conversion. Cette efficacité de conversion est néanmoins 2 fois moins importante que celle mesurée dans le chapitre 6. Pour expliquer cette différence, il faut mettre en évidence les différences entre les résultats théoriques et expérimentaux. Le facteur de qualité théorique de la structure QO est d'environ 17 000, tandis que celui obtenu expérimentalement (pour le même facteur de remplissage du GC) est d'environ 7 500. Nous n'avons donc pas réussi à fabriquer une structure possédant le même facteur de qualité que celui prédit théoriquement. En effet, la différence entre l'épaisseur de Si_3N_4 théorique (36 nm) et celle obtenue expérimentalement (41 nm) fait que la structure n'est pas dans le régime de couplage critique. De plus, nous sommes confrontés à deux difficultés expérimentales qui limitent certainement le facteur de qualité réellement obtenu. Tout d'abord, il est difficile de fabriquer avec une bonne qualité et une bonne reproductibilité des GCs avec un facteur de remplissage aussi faible que celui visé ici (10 %). Le GC est donc certainement moins bon que ce que nous attendions. Ensuite, les différents matériaux utilisés présentent des absorptions qui viennent s'ajouter aux pertes intrinsèques. Ces pertes n'ont pas été prises en compte dans notre modèle : ainsi, les pertes intrinsèques sont en réalité plus élevées que dans notre modèle et l'épaisseur qui aurait pu nous permettre d'obtenir expérimentalement le couplage critique est certainement plus élevée que celle que nous avons modélisée. Pour finir, nous avons vu que les effets thermiques, dans les structures de fort facteur de qualité, empêchent probablement la mesure du maximum d'intensité de SHG réel.

Pour un facteur de remplissage de 24 %, nous avons réussi à obtenir un facteur de

qualité expérimental équivalent à celui prédit par FMM ($Q \simeq 4\,000$). C'est également pour cette structure que nous avons obtenu un maximum de SHG. Notre meilleure structure possède donc un facteur de qualité 4,25 fois plus faible que celui prédit théoriquement pour la structure *QO*. Cela signifie que le champ électrique dans ce CRIGF est environ 2 fois plus faible que celui prédit théoriquement, ce qui explique pourquoi la SHG était plus faible que celle attendue.

Pour réussir à maximiser ce facteur de qualité il faut donc contrôler de manière plus précise l'épaisseur de Si_3N_4 déposée, mais il faut également minimiser les pertes intrinsèques en améliorant par exemple la qualité des matériaux et les différents motifs constitutifs du CRIGF. Ces améliorations sont un vrai défi technologique, comme nous l'avons vu dans le chapitre 4.

Pour s'assurer d'obtenir le couplage critique, il est aussi nécessaire d'améliorer notre modélisation. Sur la base des résultats expérimentaux, nous pourrions estimer les pertes intrinsèques et les prendre en compte dans notre modélisation afin de déterminer la nouvelle épaisseur de Si_3N_4 correspondant au régime de couplage critique. En supposant que ces pertes intrinsèques restent les mêmes entre deux échantillons différents, il serait alors possible de fabriquer une nouvelle structure avec un facteur de qualité bien plus important et une SHG plus intense.

7.9 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons changé notre stratégie de conception pour réaliser des CRIGFs non-linéaires. Cette stratégie repose sur l'optimisation du facteur de qualité de la structure, afin de permettre de maximiser le champ dans le guide de $LiNbO_3$. La SHG étant principalement dépendante de l'amplitude de ce champ, cette méthode de conception permet donc de maximiser l'efficacité de conversion dans nos CRIGFs. Nous avons comparé théoriquement cette méthode de conception avec la méthode classique, consistant à optimiser une structure anti-reflet à 1,55 μm. Les résultats de cette étude montrent que le champ dans le $LiNbO_3$ est environ 2 fois plus important dans le cas de la structure possédant un facteur de qualité optimisé, malgré la présence de pertes importantes par les DBRs. Ce résultat, bien que contre-intuitif, peut être expliqué à l'aide d'un modèle simple de cavité Fabry-Pérot à pertes. Dans ce modèle, le facteur de qualité du CRIGF est calculé en fonction des facteurs de qualité d'un GMRF et d'une cavité Fabry-Pérot classique. Ce modèle permet de montrer que le facteur de qualité du CRIGF est maximal lorsque les fuites par les DBRs sont équivalentes aux pertes par rayonnement du GC. Nous mettons ainsi en évidence un régime de couplage critique, où les pertes utiles compensent exactement les pertes intrinsèques du résonateur.

Un autre avantage à cette structure est qu'elle est constituée d'un empilement multicouche plus simple, sans encapsultaion de SiO_2. Nous limitons ainsi les étapes technologiques et les défauts dus à cette encapsulation.

Un échantillon a été fabriqué, en suivant cette méthode de conception, et de forts facteurs de qualité ont été mesuré expérimentalement ($Q > 7\,500$). En changeant le facteur de remplissage du GC, pour se rapprocher du régime de couplage critique, l'intensité SHG mesurée a pu être augmentée fortement (facteur 4,25 entre $FF_{GC} = 24\,\%$ et $FF_{GC} = 50\,\%$). Cependant, l'intensité SHG reste tout de même 2 fois moins importante que celle obtenue dans la meilleure structure du chapitre 6. Les raisons de cette faible exaltation sont que l'épaisseur de Si_3N_4 déposée est différente de l'épaisseur théorique, et que les pertes intrinsèques du système fabriqué (absorption et diffusion) limitent fortement les performances

des dispositifs possédant en théorie de forts facteurs de qualité. Ces pertes empêchent la réalisation expérimentale d'une structure de très fort facteur de qualité, et limitent de ce fait l'exaltation de la SHG dans le CRIGF. De plus, les effets thermiques qui se produisent à forte puissance de pompe nous empêchent probablement de mesurer l'intensité maximale réelle de la SHG. Travailler sur les étapes de fabrication des CRIGFs est donc une première voie essentielle pour réaliser des dispositifs possédant de fortes efficacités de conversion. La prise en compte des pertes intrinsèques (absorption et diffusion) dans les simulations numériques permettrait également de réaliser de nouvelles structures possédant des facteurs de qualité beaucoup plus élevés.

Chapitre 8

Accord de phase dans un CRIGF

8.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons les premières études théoriques (par FMM) que nous avons réalisées concernant l'accord de phase dans les CRIGFs. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, il existe de nombreuses méthodes pour réaliser cet accord de phase. La méthode que nous avons choisie d'utiliser est appelée accord de phase modal. Jusqu'ici, nous avons réalisé des structures permettant uniquement de réaliser le couplage entre le faisceau incident et le mode fondamental du CRIGF. Nous n'avons donc pas étudié spécifiquement le couplage de la SHG avec les différents modes guidés à 2ω de la structure. Dans cette étude, l'empilement multicouche que nous allons présenter permet à la SHG de se coupler au mode $TE_1(2\omega)$ de l'empilement. Pour que ce couplage soit possible, les indices effectifs des modes $TE_0(\omega)$ et $TE_1(2\omega)$ doivent être identiques, par définition de l'accord de phase. Ce dernier point est possible en utilisant un empilement avec deux couches guidantes, de manière à créer des « super-modes ». En optimisant le couplage entre ces deux guides, on peut modifier les relations de dispersion de ces super-modes et obtenir l'égalité voulue entre les indices effectifs. Après avoir décrit cette structure, nous vérifierons que l'intégrale de recouvrement spatial entre ces modes et le guide de $LiNbO_3$ n'est pas nulle, pour ne pas conduire à une SHG nulle. Une structure CRIGF, réalisée dans cet empilement, sera ensuite étudiée numériquement en régime linéaire et non-linéaire. Pour finir, les résultats obtenus dans cette structure seront comparés à ceux obtenus dans une structure de référence possédant des paramètres géométriques équivalents. Cette comparaison permettra de quantifier l'exaltation de la SHG due à l'accord de phase et non pas à une meilleure exaltation de l'amplitude du mode fondamental.

8.2 Accord de phase modal

Dans le cas d'un accord de phase modal, le déphasage Δk entre le carré de l'onde à ω et l'onde à 2ω générée s'exprime de la manière suivante :

$$\Delta k = k_{2\omega} - 2k_{\omega} = \frac{4\pi}{\lambda}\left[n(2\omega) - n(\omega)\right] \tag{8.1}$$

avec λ la longueur d'onde d'excitation (1,55 μm dans notre cas), $n(\omega)$ l'indice effectif du mode à ω et $n(2\omega)$ l'indice effectif du mode à 2ω.
Pour être en condition d'accord de phase, il faut $\Delta k = 0$, ce qui impose une égalité entre

les indices effectifs des modes à ω et 2ω. Dans les empilements usuels il est habituellement impossible d'obtenir cette égalité, à cause de l'action conjointe de la dispersion des matériaux et de la dispersion modale de l'empilement.
Pour compenser cette dispersion, il est possible d'utiliser un empilement constitué de deux couches guidantes, d'indices proches, séparées par une couche tampon d'indice plus faible [171, 172, 173]. Le couplage entre ces deux guides modifie les relations de dispersion des modes guidés et peut permettre l'égalité des indices effectifs de deux modes à des longueurs d'onde très différentes.
C'est donc cette approche que nous avons étudiée pour réaliser l'accord de phase dans un CRIGF. L'empilement multicouche utilisé est présenté sur la figure 8.1.

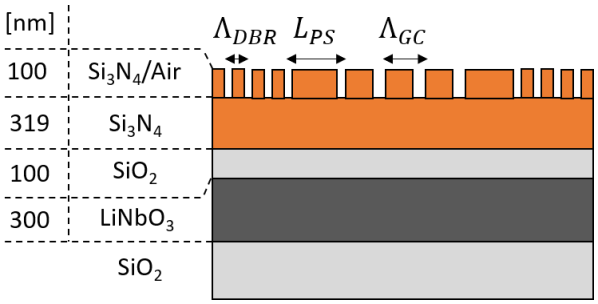


FIGURE 8.1 – Schéma de la structure étudiée permettant l'accord de phase entre les modes $TE_0(\omega)$ et $TE_1(2\omega)$.

Nous avons choisi le Si_3N_4 comme matériau pour le deuxième guide. La première raison motivant ce choix est qu'autour de la longueur d'onde du fondamental ($\lambda = 1550\,\text{nm}$) les indices du Si_3N_4 et du $LiNbO_3$ sont proches ($n = 1{,}98$ pour le Si_3N_4 contre $n = 2{,}137$ pour le $LiNbO_3$). La deuxième raison est que le choix d'un matériau linéaire permet de ne pas annuler l'intégrale de recouvrement des modes avec le matériau non-linéaire (voir 8.3). La troisième raison est que le Si_3N_4 est le matériau avec lequel nous avons le plus l'habitude de travailler, ce qui facilitera la fabrication potentielle de cette structure. Ce guide de Si_3N_4 est séparé du guide de $LiNbO_3$ par une couche tampon de 100 nm de SiO_2, dont nous justifierons l'épaisseur par la suite. Les différents réseaux sont gravés dans la couche de Si_3N_4, sur le dessus de l'empilement. Leur profondeur est fixée à 100 nm, de manière à réaliser un bon compromis entre fabricabilité et efficacité des DBRs. Pour égaliser les indices effectifs du mode $TE_0(\omega)$ et du mode $TE_1(2\omega)$, nous avons réalisé une analyse modale de l'empilement planaire en fonction de l'épaisseur du guide de Si_3N_4. L'évolution des indices effectifs des différents modes guidés, en fonction de l'épaisseur de ce guide, est présentée sur la figure 8.2.

Sur cette figure, on remarque que l'empilement supporte plusieurs modes guidés à ω (en rouge et orange) et à 2ω (du bleu marine au vert) sur la gamme d'épaisseur étudiée pour le guide de Si_3N_4 ($[0\text{-}650]\,\text{nm}$). On observe un croisement des indices effectifs des modes $TE_0(\omega)$ et $TE_1(2\omega)$ pour une épaisseur de Si_3N_4 de 319 nm. Cela signifie donc que, pour cette épaisseur de Si_3N_4, la condition d'accord de phase entre l'onde incidente à ω et l'onde générée à 2ω est respectée. On remarque également que la structure supporte un deuxième mode à ω pour cette épaisseur. Ce deuxième mode est le mode $TE_1(\omega)$ (courbe orange) et possède un indice effectif de 1,52. Cet indice effectif étant très proche de celui du substrat de SiO_2, ce mode est très mal confiné. La quantité d'énergie qui peut se coupler dans ce mode, lors de l'excitation du CRIGF, est donc très faible. De plus, ce mode ne peut pas participer à la résonance du CRIGF car il ne tombe pas dans la bande

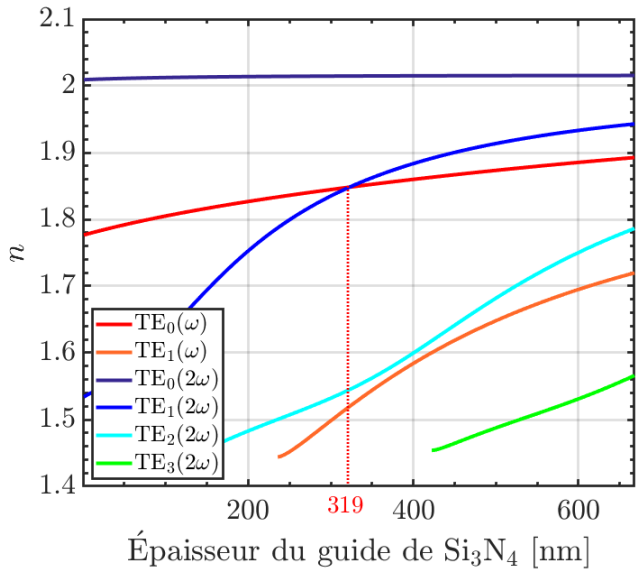


FIGURE 8.2 – Indices effectifs des différents modes guidés, à ω et 2ω, présents dans le multicouche en fonction de l'épaisseur du guide de Si_3N_4. L'accord de phase entre le mode $TE_0(\omega)$ (rouge) et $TE_1(2\omega)$ (bleu) est possible pour une épaisseur de Si_3N_4 de 319 nm.

de réflexion des DBRs.

Nous pouvons représenter la longueur de cohérence L_π (voir chapitre 6) en fonction de l'épaisseur de Si_3N_4 (figure 8.3). Cette longueur d'onde de cohérence représente la distance de propagation nécessaire pour que l'onde à ω et l'onde à 2ω soient en opposition de phase. Elle diverge lorsque l'épaisseur de Si_3N_4 est de 319 nm. Cela signifie que les ondes à 2ω générées interfèrent constructivement, quelle que soit la distance de propagation dans le matériau.

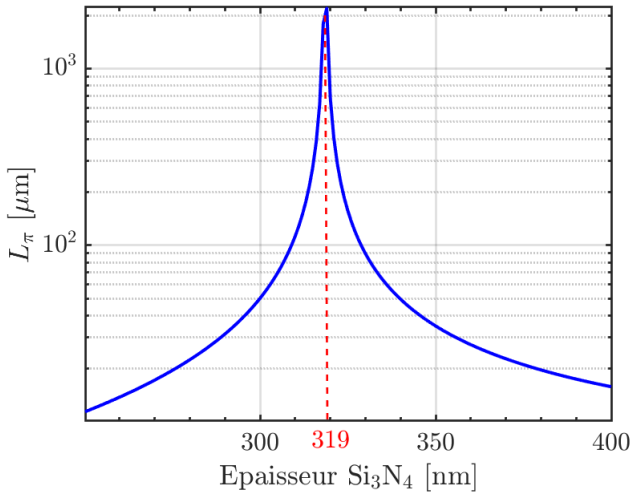


FIGURE 8.3 – Longueur de cohérence de la structure en fonction de l'épaisseur du guide de Si_3N_4.

Afin de justifier la présence et l'épaisseur de la couche tampon de SiO_2, nous avons effectué le même type d'étude pour différentes épaisseurs de cette couche. La figure 8.4(a)

représente l'épaisseur du guide de Si_3N_4 nécessaire, pour réaliser l'accord de phase, en fonction de l'épaisseur de la couche de SiO_2. On remarque, sur cette figure, que l'épaisseur du guide de Si_3N_4 décroît avec l'épaisseur de la couche de SiO_2. Lorsque cette couche tampon n'existe pas, l'épaisseur de Si_3N_4 nécessaire pour réaliser l'accord de phase est de 815 nm. Le dépôt précis d'une telle épaisseur est difficilement réalisable avec les méthodes de dépôt disponibles au LAAS. La couche tampon de SiO_2 est donc nécessaire pour faciliter une future fabrication de cette structure.
De plus, il est préférable de choisir une épaisseur de SiO_2 supérieure à 75 nm environ, car l'épaisseur optimale de Si_3N_4 varie plus lentement et la structure est donc plus tolérante vis à vis des erreurs technologiques. Cependant, lorsque l'épaisseur de SiO_2 change, le recouvrement entre le profil du mode et les dents des DBRs évolue, ce qui se traduit par une évolution de la différence d'indice effectif Δn entre une dent et un creux des réseaux (voir l'équation (7.3) du chapitre 7). Afin de maximiser la réflectivité du DBR (et par là même réduire le nombre de périodes N_{DBR} nécessaire pour un CRIGF efficace), il faut maximiser Δn. La figure 8.4(b) représente l'évolution de Δn avec l'épaisseur de la couche de SiO_2. Sur cette figure, on remarque que Δn passe par un maximum pour une épaisseur de SiO_2 entre 75 nm et 100 nm. Nous avons donc choisi une épaisseur de 100 nm, qui offre un bon compromis entre tolérance technologique et efficacité des DBRs.

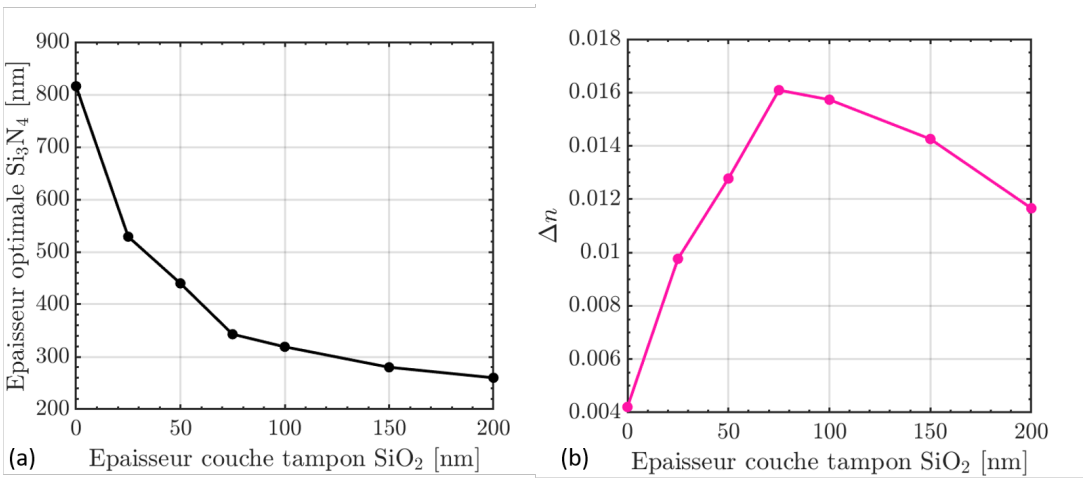


FIGURE 8.4 – (a) Évolution de l'épaisseur du guide de Si_3N_4, nécessaire pour satisfaire la condition d'accord de phase, en fonction de l'épaisseur de la couche de SiO_2. (b) Évolution de la différence d'indice effectif entre une dent et un creux du DBR, en fonction de l'épaisseur de la couche tampon de SiO_2.

8.3 Recouvrement modal dans la structure

Dans le chapitre 2, nous avions vu que le recouvrement spatial des modes à ω et 2ω dans la couche non-linéaire était également une condition importante pour maximiser l'efficacité de conversion. Nous avons donc calculé, par analyse modale, les profils des modes $TE_0(\omega)$ et $TE_1(2\omega)$ dans l'empilement (figure 8.5).
Sur cette figure, on observe que le mode $TE_0(\omega)$ (rouge) est principalement concentré dans la couche de $LiNbO_3$ alors que le mode $TE_1(2\omega)$ (bleu) est quant à lui localisé principalement dans le guide de Si_3N_4. Nous savons que le recouvrement des modes dans la couche de $LiNbO_3$ détermine l'efficacité de conversion de la structure. Nous observons,

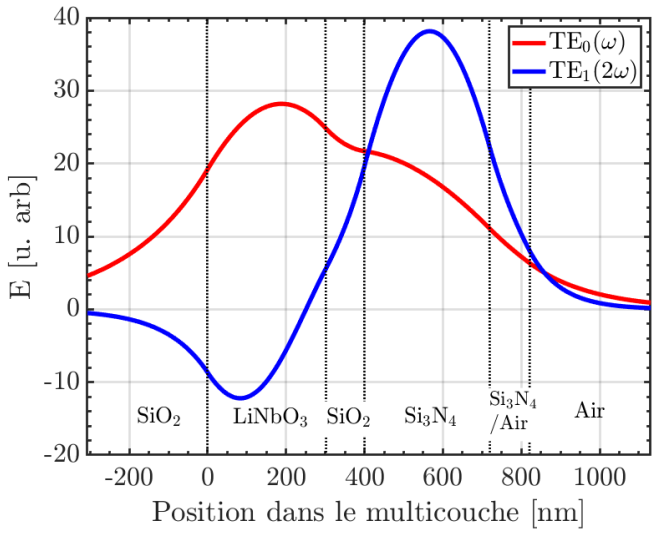


FIGURE 8.5 – Amplitudes des modes $TE_0(\omega)$ (rouge) et $TE_1(2\omega)$ (bleu) en fonction de la position dans l'empilement multicouche.

d'une part, que l'intégrale de recouvrement totale entre les modes $TE_0(\omega)$ et $TE_1(2\omega)$ et le guide de $LiNbO_3$ est limitée car l'énergie du mode $TE_1(2\omega)$ est principalement concentrée dans le guide de Si_3N_4, et ne participe donc pas à la SHG. De plus, le mode $TE_1(2\omega)$ change de signe dans la couche de $LiNbO_3$, ce qui contribue à réduire cette intégrale de recouvrement de manière conséquente. D'autre part, on remarque que si le guide le plus proche du réseau était en matériau non-linéaire (et non pas en Si_3N_4), alors l'intégrale de recouvrement serait moindre. En effet, à cause du changement de signe du mode $TE_1(2\omega)$, les contributions des deux modes à l'intégrale de recouvrement serait de signe contraire.

8.4 Modélisation linéaire du CRIGF par FMM

L'empilement étant maintenant fixé, nous pouvons modéliser une structure CRIGF par FMM. Les paramètres géométriques de ce CRIGF sont résumés dans le tableau 8.1. La période du GC et la longueur des zones de phase sont choisies de manière à obtenir une résonance très proche de 1550 nm. C'est en effet pour cette longueur d'onde que nous avons conçu l'empilement multicouche lors de l'analyse modale.
Le facteur de remplissage du GC est fixé à 50 %.
Les DBRs possèdent une période deux fois plus petite que celle du GC et un facteur de remplissage de 50 % également. Le nombre de périodes nécessaire pour chaque DBR est de $N_{DNR} = 750$, ce qui est sensiblement plus important que dans les autres structures étudiées dans cette thèse. En effet, le mode $TE_0(\omega)$ étant ici principalement concentré dans la couche de $LiNbO_3$, le recouvrement avec les dents du réseau en nitrure est plus faible et un plus grand nombre de périodes est nécessaire pour obtenir une réflectivité suffisante au niveau des DBRs.
Le nombre de coefficients de Fourier utilisé pour la FMM est $N = 850$. Le diamètre du faisceau gaussien utilisé est de 18 μm pour permettre de recouvrir totalement le GC.

Les spectres de réflexion et de transmission de la structure, obtenus par FMM, sont présentés sur la figure 8.6.

Sur cette figure, on observe un pic de résonance, en réflexion et en transmission, pour

Paramètre		Nom	Valeur	Unité
GC	Facteur de remplissage	FF_{GC}	0,5	-
	Nombre de périodes	N_{GC}	21	-
	Période	Λ_{GC}	839	nm
DBR	Facteur de remplissage	FF_{DBR}	0,5	-
	Nombre de périodes	N_{DBR}	750	-
	Période	Λ_{DBR}	839/2	nm
Taille des zones de phase		L_{PS}	1,125	Λ_{GC}

Tableau 8.1 – Paramètres de la structure CRIGF utilisée dans un empilement où l'accord de phase est respecté.

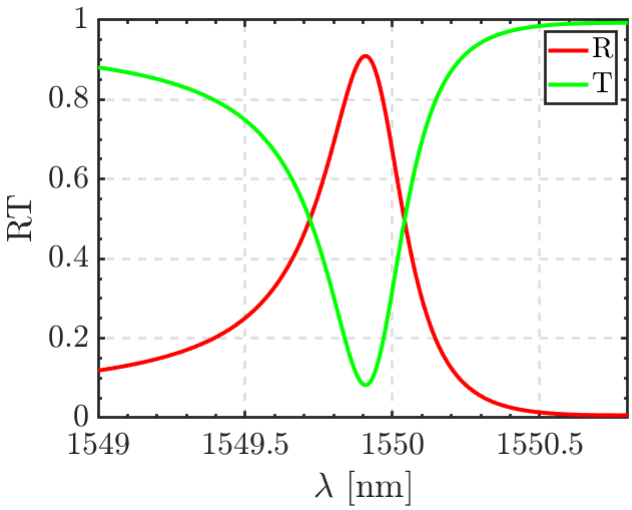


FIGURE 8.6 – Spectres de réflexion et de transmission théoriques de la structure étudiée.

une longueur d'onde de 1549,9 nm. La réflectivité maximale de la structure est de 91 % tandis que la transmission minimale est de 9 %. Le bilan d'énergie nous indique donc qu'il n'y a pas eu de fuite du mode du CRIGF à travers les DBRs.

8.5 Comparaison avec une structure de référence

Afin de démontrer l'intérêt de cette structure, nous allons la comparer avec une structure de référence. Cette structure de référence correspond à la toute première structure étudiée dans le chapitre 6. L'empilement multicouche utilisé et les paramètres géométriques sont donc les mêmes que ceux décrits sur la figure 6.1 et dans le tableau 6.4. La seule différence est que nous prenons ici 750 périodes de DBRs au lieu de 200 périodes. Physiquement, pour la structure de référence, augmenter le nombre de périodes des DBRs n'a pas d'intérêt. Nous avions vu en effet, tant numériquement qu'expérimentalement, que

200 périodes étaient suffisantes pour cette structure. Cela permet simplement d'avoir deux structures de même taille et donc d'être dans les mêmes conditions de modélisation par FMM, ce qui facilite leur comparaison. La longueur de cohérence pour cette structure de référence est calculée à environ $2\,\mu$m (avec $n(\omega) = 1,80$ et $n(2\omega) = 2,02$). Cette longueur est très inférieure à la taille de la cavité ($\simeq 20\,\mu$m), et nous pouvons nous attendre à ce que l'efficacité de conversion de la structure de référence soit bien limitée par la longueur de cohérence.
Nous allons comparer l'amplitude théorique du champ à ω, dans la couche de $LiNbO_3$, pour ces deux structures (figure 8.7).

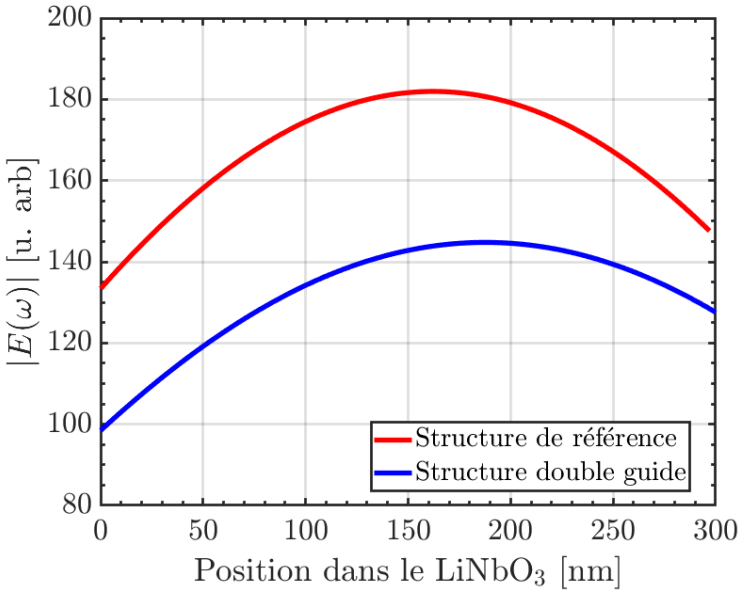


FIGURE 8.7 – Amplitude du champ à ω, dans la couche de $LiNbO_3$, pour la structure de référence (rouge) et pour la structure double guide (bleu).

Sur cette figure, on remarque que l'amplitude du champ dans le $LiNbO_3$ est légèrement plus importante dans le cas de la structure de référence que dans le cas de la structure double guide. En calculant l'intégrale de recouvrement du champ de pompe dans le $LiNbO_3$, on remarque que cette intégrale est 1,25 fois plus importante dans le cas de la structure de référence. En absence de tout effet d'accord de phase, on pourrait donc s'attendre à une SHG rayonnée plus importante dans le cas de la structure de référence.

8.6 Modélisation de la SHG dans la structure double guide

Pour finir, nous avons modélisé le spectre de SHG rayonné par cette structure double guide et nous l'avons comparé à celui rayonné par la structure de référence. La figure 8.8(a) représente la SHG émise totale (réflexion plus transmission), en fonction de la longueur d'onde du faisceau incident. La figure 8.8(b) représente le même spectre mais pour la structure de référence.

Nous observons bien une exaltation de la SHG pour des longueurs d'onde de proches de la résonance de chacune des deux structures. On remarque que la SHG rayonnée par

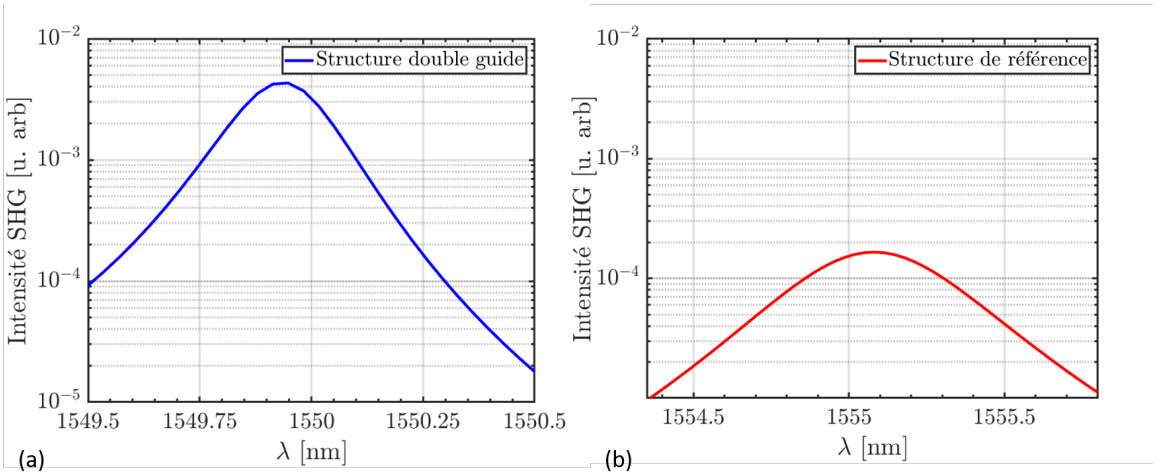


FIGURE 8.8 – Spectre SHG total, en échelle logarithmique, rayonné par la structure double guide (a) et par la structure de référence (b).

la structure double guide est environ 30 fois supérieure à celle rayonnée par la structure de référence. Pourtant, le champ dans la couche de $LiNbO_3$ est moins important (voir la figure 8.7) pour la structure double guide. Cette exaltation est donc liée à la condition d'accord de phase dans cette structure.
Une possible extension de ce travail serait de rajouter des DBRs qui permettent de réflechir le mode à 2ω afin de réaliser un CRIGF doublement résonant. Cette double résonance permettrait de maximiser l'efficacité de conversion de la structure, comme cela a été montré dans les cavités à cristaux photoniques [103]. Cette étude n'est cependant pas intéressante pour la structure de référence car sa longueur de cohérence est bien inférieure à la taille de la cavité. Dans ce cas, l'ajout d'une cavité à 2ω ne permettrait donc pas une forte exaltation de la SHG.

8.7 Conclusion

Nous avons réalisé les premières études théoriques concernant l'accord de phase dans les CRIGFs. Pour réaliser cet accord de phase, nous avons optimisé un empilement multicouche contenant deux guides d'ondes. En utilisant le couplage entre les deux guides, il est possible de modifier la relation de dispersion de l'empilement et ainsi d'égaliser les indices effectifs des modes $TE_0(\omega)$ et $TE_1(2\omega)$ et d'obtenir un accord de phase modal.
En comparant cette structure à la structure de référence du chapitre 6, dans les mêmes conditions de modélisation par FMM, nous avons pu montrer que la SHG générée par la structure double guide était environ 30 fois plus importante que celle générée par la structure de référence. Bien que le champ à ω dans le $LiNbO_3$ soit moins important pour la structure double guide, nous avons montré théoriquement que l'accord de phase modal permettait d'obtenir une SHG bien plus importante. De plus, nous pensons qu'avec une meilleure intégrale de recouvrement entre les différents modes et la couche de $LiNbO_3$, l'efficacité de conversion pourrait être bien plus importante. Une prochaine étape de ce travail théorique serait de créer un CRIGF composé d'une cavité à ω et d'une cavité à 2ω pour obtenir une double résonance.
Cette structure double guide est théoriquement intéressante, mais complexe à réaliser technologiquement car elle nécessite un contrôle très précis des épaisseurs des différentes

couches. De plus, la pénétration du mode à ω dans les DBRs étant très importante, la structure sera très sensible aux défauts de fabrication et aux différentes pertes dans les matériaux. D'autres méthodes, plus simples, permettent d'obtenir l'accord de phase. C'est le cas notamment en ajoutant des réseaux de couplage entre le GC et les DBRs qui permettent de compenser le déphasage entre l'onde SHG générée et un des modes de la structure. Ce type de structure est actuellement étudié, théoriquement à l'Institut Fresnel et expérimentalement au LAAS.

Chapitre 9

CRIGF sous incidence oblique

Comme expliqué dans le chapitre 1, le comportement du CRIGF a été étudié uniquement sous incidence normale et son fonctionnement est désormais bien maîtrisé.
Cependant, l'incidence oblique n'a pour l'instant pas été étudiée. Ce chapitre comporte donc l'étude théorique du CRIGF en incidence oblique avec la démonstration de propriétés originales qui diffèrent de celles du CRIGF en incidence normale. La modélisation de cette configuration est effectuée par FMM. Nous mettrons en avant un comportement encore inconnu du CRIGF, qui est de réfléchir équitablement la lumière dans 4 voies différentes. Ce comportement sera expliqué par un modèle phénoménologique utilisant la théorie des pôles [14] et nous montrerons comment il est possible de contrôler la quantité d'énergie émise dans ces différentes voies de sortie du CRIGF pour en faire un rétroréflecteur libre de toute contribution provenant du substrat transparent épais. Pour finir, nous verrons en quoi cette configuration est intéressante pour réaliser de la conversion de fréquence dans une diode laser à cavité externe.

9.1 CRIGF sous incidence oblique

Lors de ces travaux, les matériaux que nous avons choisis pour la couche réseaux et la couche guidante sont les mêmes que ceux qui ont été choisis pour étudier expérimentalement le CRIGF en incidence normale au LAAS. Le guide planaire est donc constitué d'une couche de Si_3N_4 ($n = 1,97$) et la couche réseaux est réalisée en SiO_2 ($n = 1,46$). Dans cette étude théorique, le substrat est constitué de la résine Su-8 ($n = 1,6$) et est considéré comme semi-infini pour simplifier la modélisation. Nous ne prenons donc pas en compte les éventuelles réflexions sur la face arrière du substrat. Ces différents matériaux ont été choisis pour permettre de concevoir un dispositif simple de fabrication avec les procédés technologiques disponibles au LAAS-CNRS.
Le CRIGF étudié est présenté dans la figure 9.1(a). Nous avons choisi un angle d'incidence de 30° pour étudier cette structure. Les épaisseurs de la couche réseaux et du guide de Si_3N_4 sont choisies de manière à obtenir une structure anti-reflet autour de la longueur d'onde de travail de 850 nm et autour d'une incidence de 30°, le tout pour une polarisation TE parallèle aux plans des couches (voir figure 9.1(b)). Cet anti-reflet nous permet simplement d'expliquer le comportement du CRIGF par un modèle phénoménologique. Par la suite nous montrerons que cet anti-reflet n'est pas une nécessité pour réaliser un filtre fonctionnant sous incidence oblique, contrairement à un filtre sous incidence normale.
La réflectivité hors résonance de cette structure est donc calculée pour être en dessous de 3 %.

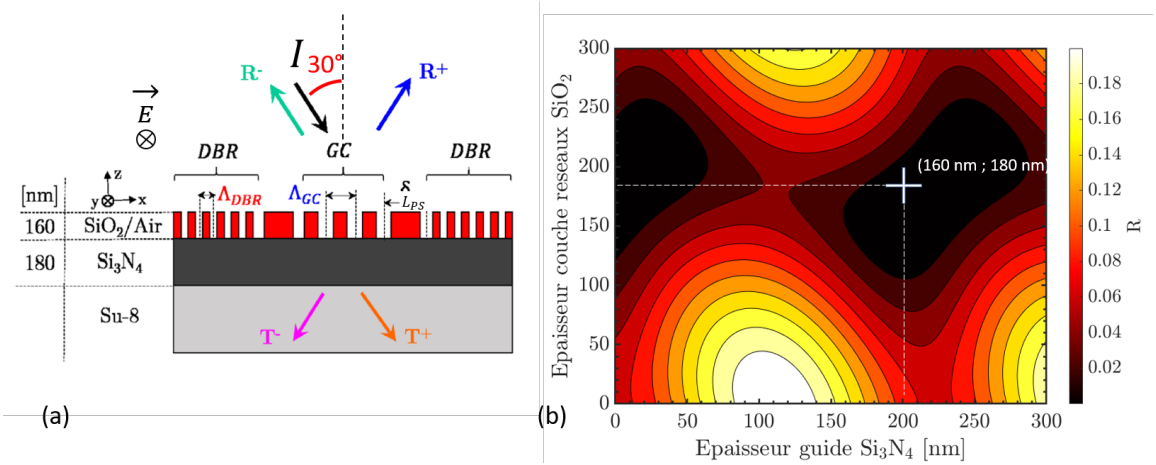


FIGURE 9.1 – (a) Structure CRIGF étudiée par FMM en incidence oblique à 30°. (b) Cartographie de la réflectivité de l'empilement multicouche. La couche réseaux est considérée comme une couche d'indice moyen dans ce calcul.

Le GC est conçu pour coupler le faisceau incident avec le mode TE_0 de la structure par l'ordre de diffraction -1. La période Λ_{GC} est calculée par l'équation (9.1), qui correspond à l'équation de couplage d'une onde plane vers un mode guidé par un réseau de diffraction 1D infini (GMRF) :

$$-k_0 n_{eff} = k_0 \sin\theta - K_{GC} \tag{9.1}$$

avec $K_{GC} = \frac{2\pi}{\Lambda_{GC}}$ la norme du vecteur du GC dans l'espace réciproque, n_{eff} l'indice effectif du mode TE_0 dans la structure, θ l'angle d'incidence du faisceau, $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ et λ respectivement la norme du vecteur d'onde et la longueur d'onde du faisceau incident. n_{eff} est calculé en utilisant un solveur de modes guidés dans un empilement multicouche et sa valeur est de 1,76. Le signe $(-)$ devant la constante de propagation du mode indique que le mode se propage vers les x négatifs, comme le montre le schéma de couplage de la figure 9.2.
De l'équation précédente, on peut donc facilement remonter à l'expression de la période du GC :

$$\Lambda_{GC} = \frac{\lambda}{n_{eff} + \sin\theta} \tag{9.2}$$

Pour obtenir une longueur d'onde de résonance de 850 nm avec un angle d'incidence de 30°, la période du réseau central est calculée à $\Lambda_{GC} = 390\,\text{nm}$.
La période des DBRs est calculée de manière à coupler le mode guidé propagatif $(+n_{eff})$ et le mode guidé contrapropagatif $(-n_{eff})$ directement par l'ordre 1 des DBRs, comme le montre la figure 9.2.
L'équation de couplage associée est donc :

$$\frac{2\pi}{\Lambda_{DBR}} = 2 \times \frac{2\pi}{\lambda} n_{eff} \tag{9.3}$$

La période des DBRs peut donc s'exprimer ainsi :

$$\Lambda_{DBR} = \frac{\lambda}{2n_{eff}} \tag{9.4}$$

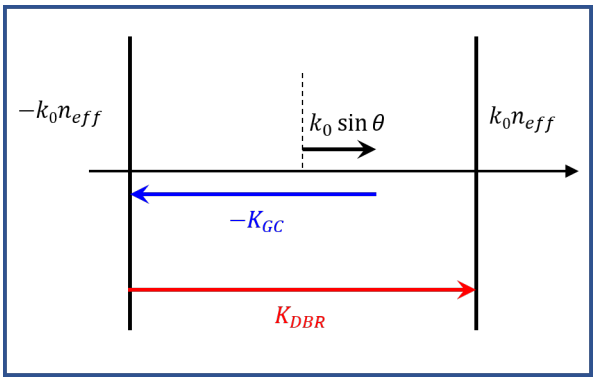


FIGURE 9.2 – Schéma des différents couplages réalisés dans un CRIGF sous incidence oblique.

Nous obtenons donc $\Lambda_{DBR} = 260\,\text{nm}$. On remarque également que cette période est indépendante de l'angle d'incidence du faisceau.
Par l'équation (9.2), cette équation peut se réécrire de la manière suivante :

$$\Lambda_{DBR} = \frac{\Lambda_{GC}}{2} \times \left(\frac{n_{eff} + \sin\theta}{n_{eff}} \right) \tag{9.5}$$

Lorsque l'on est en incidence normale, nous retrouvons bien le fait que la période des DBRs est deux fois moins grande que celle du GC.
La seule différence entre un CRIGF en incidence oblique et un CRIGF en incidence normale est donc la période du GC. Les autres paramètres du CRIGF sont choisis en accord avec la littérature [19] : Avec l'empilement considéré ici, les DBRs doivent être constitués chacun de 300 périodes afin d'obtenir une réflectivité quasi-parfaite des modes. Ces DBRs possèdent un facteur de remplissage FF_{DBR}=0,5 pour permettre le couplage le plus important possible entre les modes propagatif et contrapropagatif.
Nous choisissons d'étudier un CRIGF avec un GC de 21 périodes et possédant un facteur de remplissage de 0,45 car ce sont des valeurs typiques pour les CRIGFs qui ont déjà été réalisés au LAAS.
Pour finir, la longueur des zones de phase L_{PS} entre le GC et les DBRs est fixée à $L_{PS} = 439\,\text{nm}$. Cette longueur est choisie de manière à découpler efficacement l'onde stationnaire formée dans la cavité Fabry-Pérot planaire.
Ce CRIGF est étudié théoriquement par FMM en utilisant la méthode de la super-cellule. Le nombre d'ondes planes utilisées dans le calcul est de 1801 (−900 à +900). Ce nombre permet de prendre en compte 3 ordres de diffraction du réseau central, ce qui est suffisant pour la convergence. Des PMLs sont placées aux extrémités du CRIGF pour empêcher la communication entre deux cellules adjacentes. Le faisceau incident est un faisceau gaussien, possédant un rayon au waist de 4 μm, et arrivant avec une inclinaison de 30°. Ce rayon au waist permet de couvrir totalement le GC, dont la longueur est de 8,19 μm.
En analysant la réponse de ce CRIGF sous cette incidence, 4 voies d'émission de la lumière sont observées. Ces 4 voies sont représentées sur la figure 9.1(a). Les voies possédant un exposant (+) correspondent aux ondes découplées de la structure vers les x positifs. Les voies possédant un exposant (−) correspondent aux ondes découplées de la structure vers les x négatifs. Il est important de noter que les deux voies (+) contiennent des contributions résonnantes et non-résonnantes tandis que les voies (−) ne contiennent que des contributions résonnantes.

Sur cette figure, le faisceau incident est représenté par une flèche noire. Les deux premières voies de sortie correspondent à celles de la réflexion spéculaire R^+ (flèche bleue) et de la transmission spéculaire T^+ (flèche orange). R^+ est la somme de l'énergie découplée du guide dans cette voie et de la réflexion non-résonnante. La réflexion non-résonnante correspond à la composante de l'énergie réfléchie par l'empilement multicouche et qui n'est pas couplée dans le guide. T^+ est la somme de l'énergie découplée du guide dans cette voie et de la transmission non-résonnante, c'est à dire l'énergie transmise par l'empilement multicouche. Les voies R^- (flèche verte) et T^- (flèche magenta) correspondent aux voies symétriques de R^+ et T^+ par rapport à l'axe z. R^- et T^- sont seulement constituées de l'énergie découplée du guide. Ces deux grandeurs sont libres de toute contribution non-résonnante.
Les spectres de réflexion et de transmission de ces 4 voies de découplage sont présentés dans la figure 9.3(a) et 9.3(b).

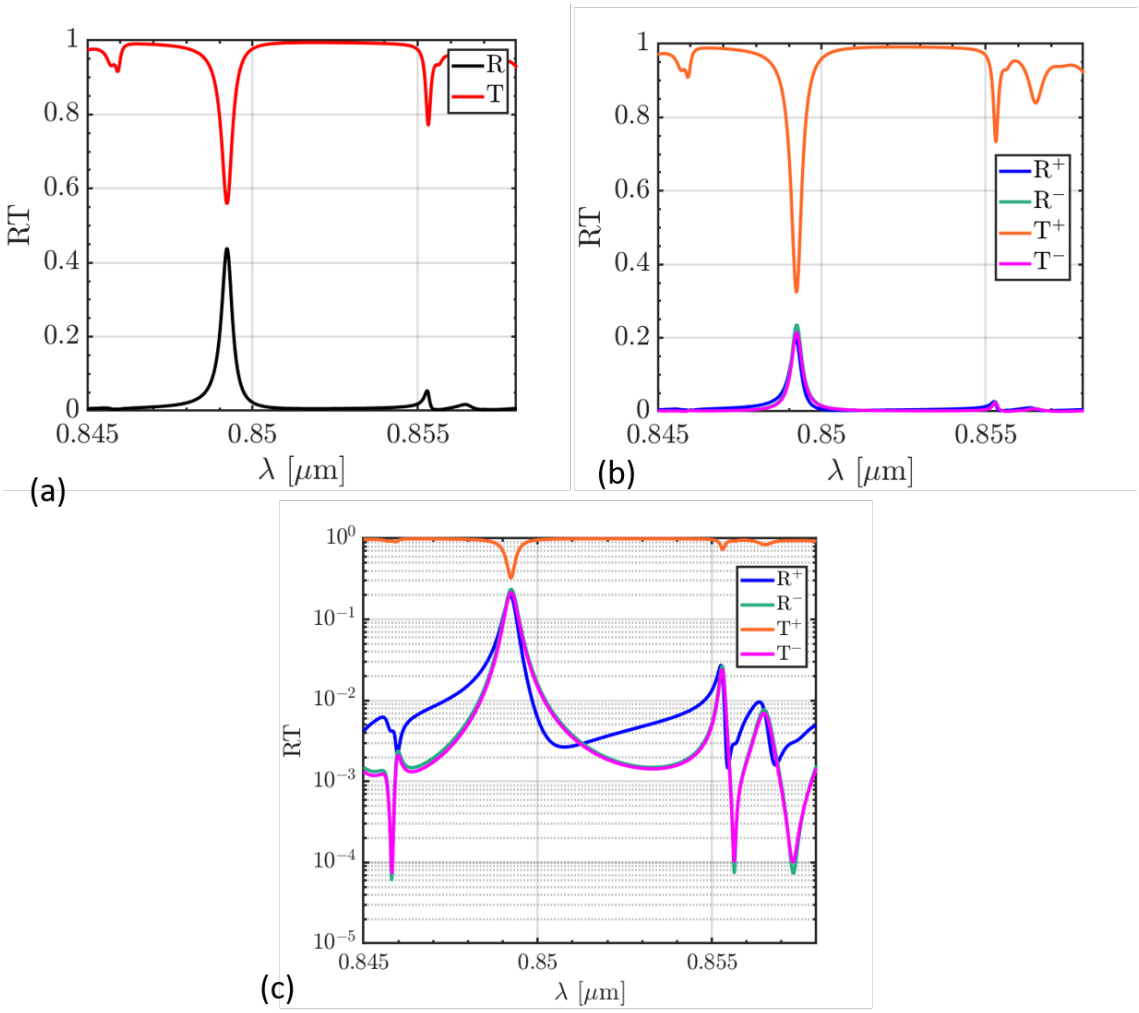


FIGURE 9.3 – (a) Spectres de réflexion totale et de transmission totale du CRIGF sous incidence oblique. (b) Spectres d'émission du CRIGF dans les 4 voies de découplage du mode. (c) Spectres en échelle logarithmique.

Sur la figure 9.3(a), la réflexion totale $R = R^+ + R^-$ et la transmission totale $T = T^+ + T^-$ sont tracées en lignes rouge (T) et noire (R). Sur ces spectres, nous observons

un pic de résonance en réflexion et en transmission autour de 849 nm. La somme du maximum de R et du minimum de T autour de 849 nm vaut 1, ce qui indique qu'il n'y a pas eu de perte d'énergie dans les couches absorbantes situées de part et d'autre du CRIGF. La réflectivité des DBRs est donc bien suffisante.
On remarque également que la réflectivité maximale de cette structure, en incidence oblique, est seulement de 45 %. Cette valeur diffère de la réflexion de 80 % habituellement obtenue pour un CRIGF sous incidence normale. Pour finir, on observe également des résonances autour de 846 nm et 855 nm. Autour de ces résonances, la somme de R et de T n'est plus égale à 1. Une partie de l'énergie du mode est donc perdue dans les couches absorbantes. De plus, les positions de ces résonances correspondent aux bords de la bande spectrale de réflectivité des DBRs. Des couplages entre l'onde incidente et le mode du guide sont donc possibles aux bords de la bande de réflexion des DBRs. Comme la réflectivité des DBRs est quasiment nulle sur ces plages spectrales, l'énergie guidée se propage jusqu'aux couches absorbantes et est donc perdue. Nous avons donc principalement affaire à des résonances d'absorptions, ce qui est confirmé par la présence de résonance nettement plus importante en transmission qu'en réflexion.
Sur la figure 9.3(b), les spectres de R^+ (courbe bleue), R^- (courbe verte) et T^- (courbe magenta) passent par un maximum d'environ 22 % à une longueur d'onde de 849,2 nm. Le spectre de T^+ passe par un minimum de 32 % à cette même longueur d'onde.
Hors résonance, toute l'énergie est contenue dans T^+ car cette grandeur contient la transmission non-résonnante. C'est d'ailleurs la présence de cette transmission non-résonnante qui explique pourquoi T^+ contient plus d'énergie à la résonance que les autres voies. On note également que R^+ est quasiment nulle hors résonance, car la structure est optimisée anti-reflet pour ces longueurs d'onde.
Sur la figure 9.3(c), ces mêmes spectres sont tracés autour de 849 nm en échelle logarithmique. Nous pouvons voir que le spectre de R^+ est asymétrique car il résulte de l'interférence entre le signal résonnant (lorentzien), découplé de la cavité, et du signal non-résonnant. Ce type de résonance est appelée anomalie de Fano [160]. En revanche, les spectres de R^- et T^- sont symétriques, car il n'y a pas de signal non-résonnant dans ces voies. La résonance est donc purement lorentzienne.
De plus, hors résonance, l'énergie dans les voies R^- et T^- est quasiment nulle. Ceci confirme bien que ces voies de découplage ne contiennent pas de contribution non-résonnantes.
Approximativement 25 % de l'énergie du faisceau incident est rayonnée dans chacune de ces 4 voies de sortie.
Le CRIGF en incidence oblique se comporte donc comme un diviseur de faisceau. Ce comportement inhabituel peut être expliqué en considérant les différents modes se propageant dans le CRIGF (voir figure 9.4).

Considérons un faisceau gaussien I de longueur d'onde égale à la longueur d'onde de résonance du CRIGF. Lorsque ce faisceau illumine le CRIGF, une partie de son énergie est réfléchie et transmise par l'empilement multicouche. Ces deux contributions représentent la réflexion non-résonnante $R_{n.res}$ et la transmission non-résonnante $T_{n.res}$. Le reste de l'énergie du faisceau est couplé dans un des modes du CRIGF par l'ordre de diffraction -1 du GC. Cette énergie se couple dans le mode contrapropagatif (se propageant vers les $-x$), qui possède une amplitude g^- sur la figure 9.4. Ce mode contrapropagatif se propage ensuite dans la couche guidante jusqu'à atteindre le DBR de gauche. En passant dans le DBR, l'énergie du mode contrapropagatif est transférée complètement dans le mode propagatif (se propageant vers $+x$) d'amplitude g^+. De la même façon, le mode propagatif

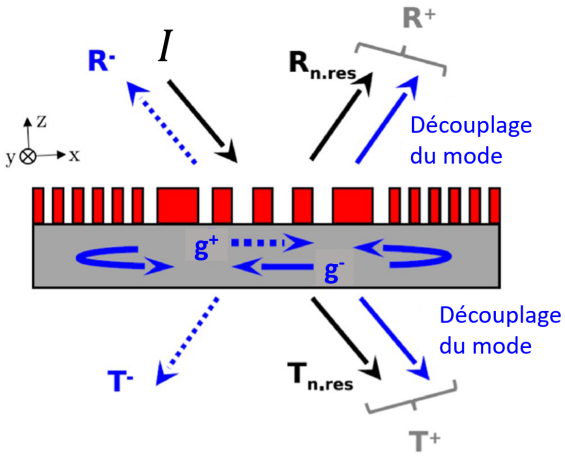


FIGURE 9.4 – Schéma explicatif des différentes voies de rayonnement en fonction des modes du CRIGF.

se propage jusqu'à être réfléchi entièrement par le DBR de droite.
Tout se passe comme si les deux modes propagatif et contrapropagatif, présents dans la cavité, transportaient chacun 50 % de l'énergie totale couplée dans le guide. Le mode contrapropagatif possède une constante de propagation $k_- = -k_0 n_{eff}$ et le mode propagatif possède une constante de propagation $k_+ = +k_0 n_{eff}$. En suivant l'équation (9.1), le mode contrapropagatif est découplé par le GC dans les voies spéculaires R^+ dans l'air et T^+ dans le substrat. De même, le mode propagatif est découplé par le GC dans des voies symétriques aux voies spéculaires par rapport au plan yOz. Ces voies sont R^- dans l'air et T^- dans le substrat.
Cette approche simple permet de comprendre qualitativement le comportement inhabituel du CRIGF sous incidence oblique.

9.2 Modèle phénoménologique du CRIGF sous incidence oblique

Dans cette partie, nous allons expliquer pourquoi l'énergie du mode du CRIGF se sépare équitablement dans ces 4 voies. Pour cela, le comportement des réseaux résonnants infinis (GMRFs) sous incidence oblique est d'abord étudié.
Dans un GMRF, le spectre de transmission de la structure présente une anomalie de Fano [160]. Cette anomalie de Fano peut être exprimée comme la somme d'un terme non-résonnant et d'un terme résonnant de forme lorentzienne. La transmission est donc la somme cohérente d'une transmission non-résonnante, provenant de l'empilement multicouche, et d'une transmission résonnante due au découplage du mode guidé [174, 175, 176]. Cette transmission est exprimée à l'aide de l'équation (9.6) :

$$t_0 = t_{n.res} + \frac{c^t}{\lambda - \lambda_0^p} g_0^- \tag{9.6}$$

où $t_{n.res}$ correspond au coefficient de transmission non-résonnante, c^t est le coefficient de découplage du mode vers le substrat, g_0^- est l'amplitude du mode excité, et λ_0^p correspond au pôle en longueur d'onde du mode.
Le pôle est défini comme la racine complexe de l'équation suivante :

$$\frac{1}{\det[S(\lambda)]} = 0 \tag{9.7}$$

Avec $S(\lambda)$ la matrice de diffusion du GMRF, qui relie les champs incidents aux champs diffractés. Dans un système sans perte, l'énergie diffusée par la structure doit être égale à l'énergie incidente. Le module du déterminent de S est donc égal à 1. Cependant, l'équation précédente indique que le déterminant de la matrice S est infini, cela signifie donc qu'il est possible, au pôle, d'avoir un champ diffusé sans avoir de champ incident. Cette dernière propriété est la signature d'un mode propre dans la structure. En l'occurrence, dans le cas du GMRF, ce mode est localisé dans la couche guidante. De manière analogue, la réflexion de la structure est donnée par l'équation (9.8).

$$r_0 = r_{n.res} + \frac{c^r}{\lambda - \lambda_0^p} g_0^- \tag{9.8}$$

Avec $r_{n.res}$ le coefficient de réflexion non-résonnante et c^r le coefficient de découplage du mode vers l'air.
Après avoir exprimé la réflexion r_0 et la transmission t_0 d'un GMRF, 2 hypothèses sont effectuées :

1. Le coefficient de réflexion non-résonnante $r_{n.res}$ est nul, ce qui implique que le module du coefficient de transmission non-résonnante $t_{n.res}$ vaut 1. Physiquement, cela signifie que la structure est optimisée pour être anti-reflet dans la gamme de longueur d'onde étudiée.
2. La structure est symétrique par rapport au plan yOz.

En prenant en compte la première hypothèse, la réflexion de la structure devient :

$$r_0 = \frac{c^r}{\lambda - \lambda_0^p} g_0^- \tag{9.9}$$

L'équation (9.9) définie la réflectivité du GMRF comme une lorentzienne lorsque la première hypothèse est vérifiée. Le maximum de réflectivité est donc obtenu pour une longueur d'onde proche de la partie réelle du pôle, $\lambda \approx \mathrm{Re}(\lambda_0^p)$. Il a également été montré que, pour une structure symétrique par rapport au plan yOz, la réflectivité d'un GMRF à la résonance était de 100 % [14]. Cette dernière propriété est valide lorsque les différents matériaux de la structure sont considérés comme sans pertes.
En écrivant $\lambda_0^p = \mathrm{Re}(\lambda_0^p) + i\,\mathrm{Im}(\lambda_0^p)$, la réflectivité à la résonance ($\lambda = \mathrm{Re}(\lambda_0^p)$) s'écrit de la manière suivante :

$$r_0\left(\lambda = \mathrm{Re}(\lambda_0^p)\right) = i\frac{c^r}{\mathrm{Im}(\lambda_0^p)} g_0^- \tag{9.10}$$

avec $|r_0(\lambda = \mathrm{Re}(\lambda_0^p))| = 1$.
Comme nous supposons qu'il n'y a pas de pertes par absorption, l'énergie totale est conservée. La transmission pour $\lambda = \mathrm{Re}(\lambda_0^p)$ est donc nulle. L'équation (9.6) devient donc :

$$i\frac{c^t}{\mathrm{Im}(\lambda_0^p)} g_0^- = -t_{n.res} \tag{9.11}$$

avec $|t_{n.res}| = 1$ selon la deuxième hypothèse écrite précédemment.
Dans ces équations, l'indice 0 indique que les grandeurs considérées sont associées au GMRF.

Nous considérons maintenant le CRIGF. La transmission (respectivement la réflexion) du CRIGF dans la voie spéculaire est, comme dans le cas du GMRF, la somme d'une transmission (respectivement réflexion) non-résonnante et d'un terme résonnant qui provient du découplage du mode. Le faisceau gaussien étant focalisé uniquement sur le GC, nous faisons l'hypothèse que les composantes non-résonnantes ne changent pas lorsque l'on passe du GMRF au CRIGF. Les approximations $|r_{n.res}| \approx 0$ et $|t_{n.res}| \approx 1$ restent donc valables dans le cas du CRIGF. Nous supposons également que les conditions de couplage sont équivalentes dans le cas du CRIGF et du GMRF. Cela signifie que les coefficients de découplage du mode ainsi que la partie imaginaire du pôle du CRIGF ne sont pas significativement différents de ceux du GMRF. La partie réelle du pôle est, quant à elle, modifiée à cause de la présence de la cavité Fabry-Pérot. En suivant ces hypothèses et les équations (9.6) et (9.10), la part de l'énergie (pour $\lambda = \mathrm{Re}(\lambda^p)$) dans les voies spéculaires r^+ et t^+ du CRIGF est exprimée par les équations suivantes :

$$r^+(\lambda = \mathrm{Re}(\lambda^p)) = i\frac{c^r}{\mathrm{Im}(\lambda_0^p)}g^- \text{ d'après l'équation (9.10)} \tag{9.12}$$

$$t^+(\lambda = \mathrm{Re}(\lambda^p)) = t_{n.res} + i\frac{c^t}{\mathrm{Im}(\lambda_0^p)}g^- \text{ d'après l'équation (9.6)} \tag{9.13}$$

avec λ^p le pôle en longueur d'onde du CRIGF, λ_0^p le pôle en longueur d'onde du GMRF, c^t et c^r sont les coefficients de découplage du GMRF, g^- est l'amplitude du mode de propageant vers les x négatifs dans le CRIGF.
Dans les voies d'émissions symétriques r^- et t^-, l'énergie rayonnée provient uniquement du découplage du mode par le GC. La symétrie de la structure par rapport au plan yOz impose que les coefficients de découplage du mode dans ces deux voies sont les mêmes que ceux dans les voies spéculaires. A la résonance les coefficients r^- et t^- sont donc exprimés par des expressions très similaires aux deux équations précédentes. Les seules différences sont que l'amplitude du mode $g-$ est remplacée par g^+ car c'est le mode se propageant vers les x positifs qui se découple dans ces deux voies, et que ces deux directions ne contiennent pas de contributions non-résonnantes.

$$r^-(\lambda = \mathrm{Re}(\lambda^p)) = i\frac{c^r}{\mathrm{Im}(\lambda_0^p)}g^+ \tag{9.14}$$

$$t^-(\lambda = \mathrm{Re}(\lambda^p)) = i\frac{c^t}{\mathrm{Im}(\lambda_0^p)}g^+ \tag{9.15}$$

Nous faisons maintenant l'approximation que la réflectivité des DBRs est quasi-parfaite et que la présence du GC n'introduit qu'un très faible découplage du mode. Les amplitudes des deux modes g^+ et g^- restent donc constantes lors de leurs passages sous le GC car ce dernier n'engendre que très peu de pertes par rayonnement lors d'un simple passage. De plus, la totalité de l'énergie de g^+ (respectivement g^-) est transférée vers g^- (respectivement g^+) au niveau des DBRs. Sous ces conditions les deux modes transportent chacun la même quantité d'énergie, qui correspond à la moitié de l'énergie du mode du GMRF étudié précédemment. Nous pouvons donc écrire :

$$g^+ = g^- = \frac{1}{2}g_0^- \tag{9.16}$$

Des équations (9.10), (9.12), (9.14) et (9.16), nous pouvons écrire que :

$$|r^+(\lambda = \mathrm{Re}(\lambda^p))| = |r^-(\lambda = \mathrm{Re}(\lambda^p))| = \frac{1}{2}|r_0(\lambda = \mathrm{Re}(\lambda_0^p))| \tag{9.17}$$

avec $|r_0(\lambda = \mathrm{Re}(\lambda_0^p))| = 1$.

De la même manière les équations (9.11), (9.13),(9.15) et (9.16) permettent d'écrire que :

$$|t^+(\lambda = \mathrm{Re}(\lambda^p))| = |t^-(\lambda = \mathrm{Re}(\lambda^p))| = \frac{|t_{n.res}|}{2} \tag{9.18}$$

avec $|t_{n.res}| = 1$.

Le module de r^+, r^-, t^+ et t^- est donc égal à 0,5. En terme d'énergie, cela signifie que 25 % de l'énergie initiale est rayonnée dans chacune de ces quatre voies (R^+, R^-, T^+, T^-). Nous retrouvons donc bien l'effet observé dans les résultats numériques obtenus par FMM. Le déséquilibre dans la répartition de l'énergie observé dans les résultats numériques provient du fait que la réflexion non-résonnante n'est pas totalement nulle dans notre structure. Ce dernier point n'est en effet pas pris en compte dans ce modèle simplifié.

9.3 Contrôle de la voie de sortie du CRIGF sous incidence oblique.

Dans cette partie, nous allons voir comment il est possible de privilégier deux voies de sortie du CRIGF sous incidence oblique.
Le contrôle de ces 4 voies d'émission est complexe. Pour se retrouver dans un cas plus simple, nous choisissons de replier les deux composantes transmises vers le superstrat (air). Pour cela, un miroir d'or est placé en face arrière de notre structure. Ce miroir permet de réfléchir les composantes T^+ et T^- vers le superstrat (air), comme le montre le schéma de la figure 9.5(a).
Il ne reste donc plus que deux composantes émises vers l'air : R_T^+ (flèche bleue) et R_T^- (flèche verte). En première approximation, le signal R_T^+ correspond à la somme du signal R^+ et du signal T^+. Le signal R_T^- correspond à la somme du signal R^- et du signal T^-.

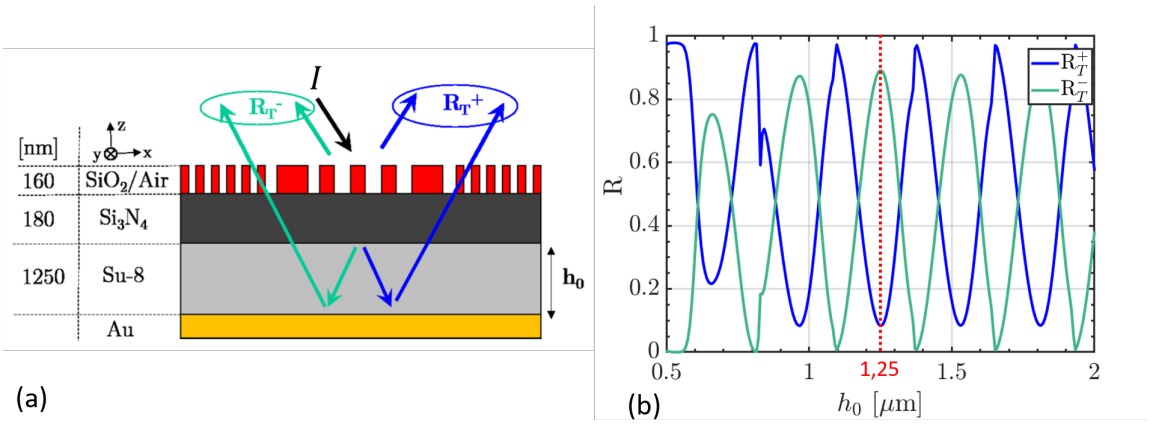


FIGURE 9.5 – (a) Schéma du CRIGF oblique avec un substrat d'or pour replier les signaux transmis vers le superstrat. (b) Évolution des signaux R_T^+ et R_T^- avec l'épaisseur h_0 de la couche tampon de Su-8.

Nous souhaitons maintenant que toute l'énergie découplée par la structure soit émise dans la voie rétrodiffusée R_T^-. Pour cela, nous faisons varier l'épaisseur h_0 de la couche tampon de Su-8 pour modifier la phase des signaux T^+ et T^- réfléchis par le substrat d'or. De cette manière, ces signaux peuvent interférer constructivement ou destructivement avec les signaux R^+ et R^-. Il est donc possible de contrôler la distribution d'énergie dans R_T^+ et R_T^-, comme le montre la figure 9.5(b) obtenue par FMM. Sur cette figure, la courbe verte représente le signal R_T^- et la courbe bleue le signal R_T^+. La première chose que l'on peut remarquer est que les signaux R_T^+ et R_T^- oscillent en opposition de phase. Une origine possible de ce comportement est la composition de ces deux signaux. Le signal R_T^+ est composé de la contribution du découplage du mode et de la contribution non-résonnante de l'empilement multicouche. Le signal R_T^- quant à lui est composé uniquement de la contribution provenant du découplage du mode. Cette différence pourrait permettre d'expliquer le déphasage entre ces deux signaux.
On remarque également que R_T^+ possède une valeur minimale non nulle et une valeur maximale proche de 1. R_T^-, lui, possède une valeur minimale nulle et une valeur maximale toujours inférieure à celle de R_T^+. Le fait que ces deux signaux ne soient pas identiques en amplitude provient également de la composante non-résonnante contenue dans R_T^+. De plus, la conservation de l'énergie (en l'absence d'absorption) implique que la somme de ces deux signaux doit être environ égale à 1, ce qui justifie également l'allure de ces deux signaux.
Nous souhaitons sélectionner une épaisseur de Su-8 permettant d'obtenir un découplage quasi-total dans la voie R_T^-, car cette voie est libre de toute contribution non-résonnante. Cela permet d'obtenir un fond de réflectivité complètement nul car aucun signal ne peut être rétrodiffusé hors résonance, contrairement à tous les CRIGFs qui ont été étudiés dans la littérature. Nous devons donc choisir une épaisseur de Su-8 correspondant à un des maximums de R_T^- (respectivement minimums de R_T^+) sur la figure 9.5(b). Parmi les différentes épaisseurs de Su-8 possibles, nous choisissons une épaisseur de 1,25 μm car c'est celle qui est la plus facile à obtenir par les procédés technologiques disponibles au LAAS (ligne pointillée sur la figure 9.5(b)).
Le spectre de réflectivité de cette structure est présenté dans la figure 9.6. Sur cette figure la courbe verte représente la réflectivité dans la voie R_T^-, la courbe bleue représente la réflectivité dans la voie R_T^+ et la courbe rouge représente la réflectivité totale $R_T = R_T^+ + R_T^-$.
Hors résonance, la réflectivité R_T^+ est maximale et correspond à la réflexion non-résonnante de l'empilement multicouche avec le substrat d'or. La rétroréflexion R_T^- est très faible car aucun mode n'est excité dans la structure, mais n'est pas nulle à cause de la présence des résonances d'absorption provenant des bords de la bande de réflexion des DBRs.
A la résonance, le signal provenant du découplage du mode interfère destructivement avec la réflexion non-résonnante dans la voie R_T^+. Le signal R_T^- devient quant à lui maximal et la largeur spectrale de ce signal est de 0,7 nm. La lumière incidente est donc quasi-totalement rétrodiffusée par le CRIGF à la résonance.
Des études indépendantes de nos travaux ont été menées dans l'équipe de Shogo Ura au Kyoto Institute of Technology [177, 178]. Ces études ont permis d'obtenir des résultats théoriques et expérimentaux, en accord avec nos conclusions, sur une structure similaire.

Cette configuration est intéressante car elle permet d'obtenir un spectre d'émission constitué d'un fort pic de résonance sur un fond noir, c'est à dire sans contribution non-résonnante. De plus, cette caractéristique est indépendante du niveau de la réflectivité non-résonnante de l'empilement multicouche. Il est difficile d'observer cette caractéristique sur

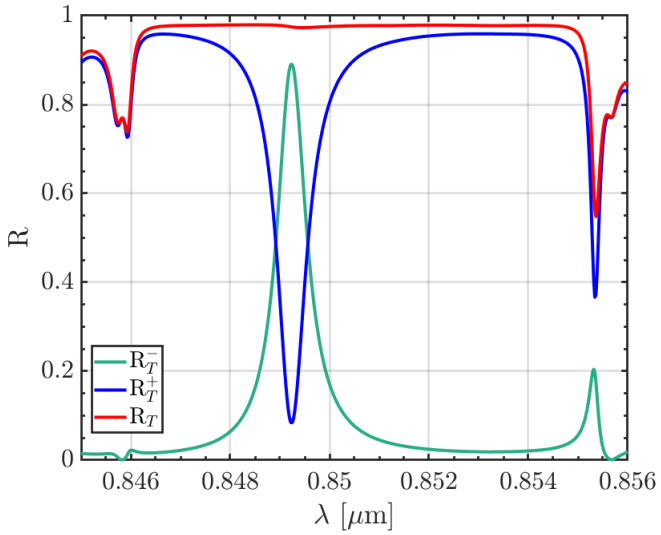


FIGURE 9.6 – Spectre de réflectivité du CRIGF optimisé en rétroréflexion.

la structure étudiée car l'empilement a été optimisé anti-reflet, mais également à cause des résonances d'absorption parasites, indiquées précédemment, qui empêchent le fond non-résonnant d'être parfaitement nul.
On s'intéresse donc maintenant à une nouvelle structure qui est choisie de manière à bien souligner l'apport de la configuration oblique. Nous avons donc repris le même empilement multicouche, mais nous avons choisi une épaisseur de 300 nm pour le guide de Si_3N_4 et une épaisseur de 90 nm pour le réseau en SiO_2 de manière à obtenir une réflectivité non-résonnante d'environ 15 % (voir figure 9.1).
Le CRIGF étudié est constitué d'un GC de 21 dents et de deux DBRs de 600 dents chacun. Le nombre de dents des DBRs est choisi de manière à obtenir une réflectivité quasi-parfaite du mode de la structure. La période du GC est calculée à 368 nm pour une incidence de 30° et la période des DBRs est calculée à 235 nm. Les facteurs de remplissage du GC et des DBRs sont choisis identiques au cas précédent. Les zones de phase sont calculées à 380 nm et permettent d'obtenir une résonance à peu près au milieu de la bande de réflexion des DBRs.
Les spectres de l'émission dans les 4 voies de découplage sont présentés dans la figure 9.7.

Sur cette figure, un pic de résonance à une longueur d'onde de 844,3 nm est présent dans les 4 voies de découplage. Les spectres de R^+ (courbe bleue) et de T^+ (courbe orange) passent respectivement par un maximum de 40 % et un minimum de 30 % à la résonance. Hors résonance, les valeurs de R^+ et T^+ sont respectivement de 15 % et de 85 %. Les spectres de R^- (courbe verte) et T^- (courbe magenta) possèdent respectivement un maximum de 8 % et de 16 % à la résonance. Hors résonance, l'émission dans ces deux voies n'est que d'environ 0,01 %.
La principale différence avec le cas précédent est que la séparation de l'énergie du mode ne se fait pas équitablement dans les 4 voies. Ceci s'explique par le fait que la structure n'est pas optimisée pour être anti-reflet, elle ne valide donc pas les hypothèses utilisées dans l'analyse phénoménologique de la section 9.2. La différence entre les voies rétrodiffusées et les voies spéculaires est très claire et nous allons donc, comme précédemment, optimiser la structure en rétroréflexion.
Pour cela, un miroir d'or est à nouveau placé en dessous la structure pour replier les

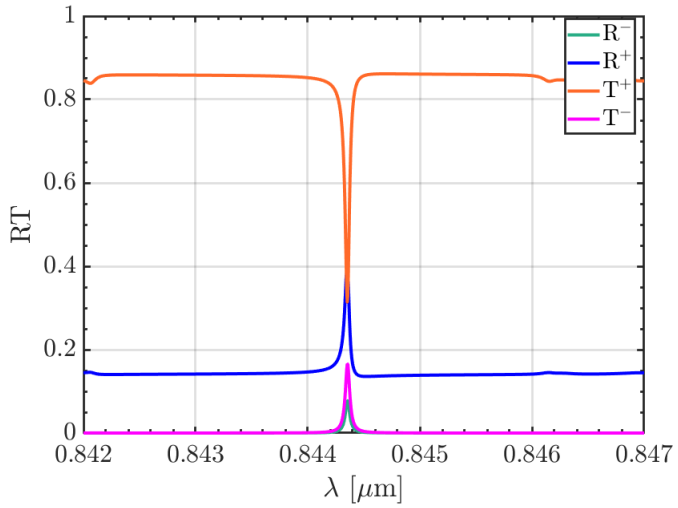


FIGURE 9.7 – Spectres d'émission du CRIGF sans anti-reflet dans les 4 voies de découplage du mode.

composantes transmises vers le superstrat. Nous faisons ensuite varier l'épaisseur de la couche tampon de Su-8 afin d'observer les interférences entre les composantes repliées vers le superstrat et les composantes réfléchies (figure 9.8).

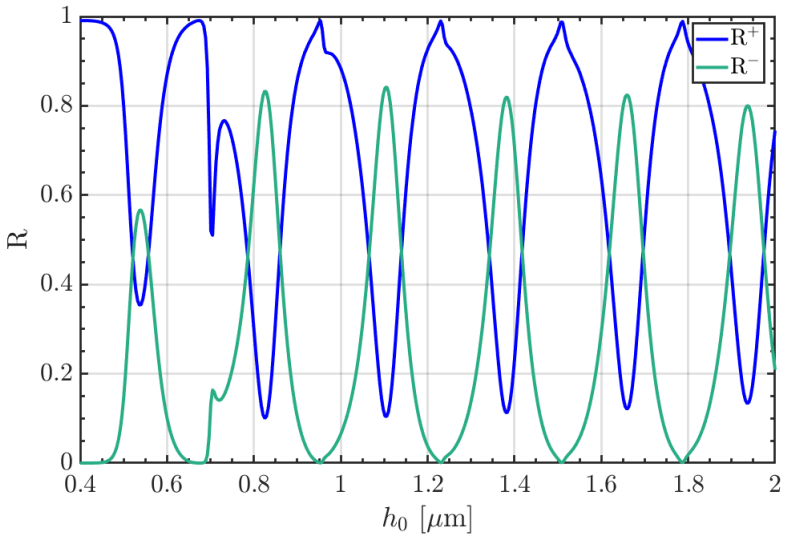


FIGURE 9.8 – Évolution des signaux R_T^+ et R_T^- avec l'épaisseur h_0 de la couche tampon de Su-8 dans le cas du CRIGF sans anti-reflet.

Sur cette figure, nous pouvons voir que les signaux R_T^+ et R_T^- oscillent en opposition de phase, comme dans le cas précédent(figure 9.5(b)). Le signal R_T^+ passe par des minimums autour de 10 %, ce qui correspond à l'énergie qui n'a pas pu se coupler dans le guide. Ce résidu d'énergie est probablement la conséquence du recouvrement spatial non optimal du champ incident avec le mode de la structure. Le signal R_T^- possède des minimums quasi-nuls car aucune contribution non-résonnante ne peut rayonner dans cette voie.

Nous choisissons une épaisseur $h_0 = 1{,}1\,\mu\text{m}$ de Su-8, qui nous permet d'obtenir un maximum d'énergie dans la voie rétrodiffusée R_T^- et un minimum dans la voie spéculaire

R_T^+. Le spectre de cette structure est présenté dans la figure 9.9(a).

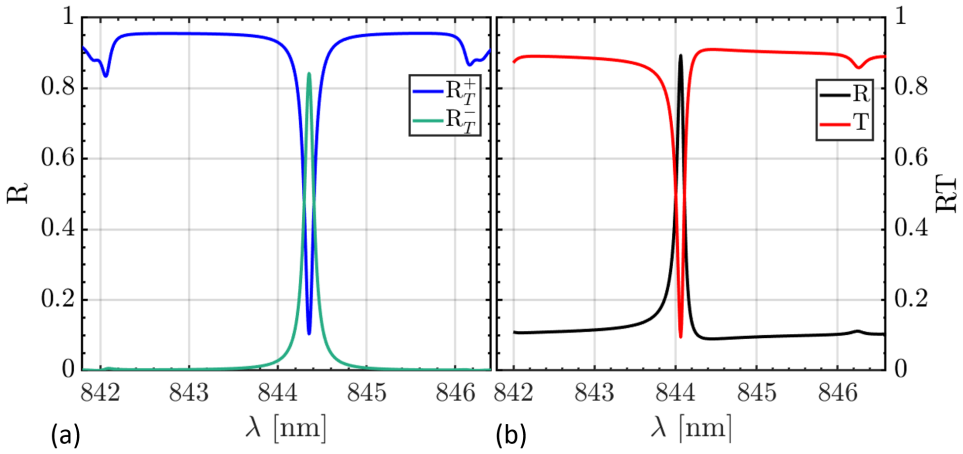


FIGURE 9.9 – (a) Spectre de réflectivité du CRIGF sans anti-reflet optimisé en rétro-réflexion. (b) Spectre de réflectivité du CRIGF sans anti-reflet optimisé en incidence normale.

Sur cette figure, on voit que le signal R_T^- passe par un maximum de 85 % à la résonance. Inversement, le signal R_T^+ devient minimal (10 %) pour cette même longueur d'onde. Le bilan énergétique nous indique que 5 % de l'énergie est absorbée par le substrat d'or. Hors résonance, le signal émis dans la voie R_T^- est quasiment nul (0,1 %). Toute l'énergie est donc rayonnée dans la voie R_T^+. Nous avons donc pu optimiser un filtre ultra-fin en rétro-réflexion sans avoir eu besoin d'optimiser une structure anti-reflet.
Pour appuyer ce résultat, nous comparons ces résultats à la même structure fonctionnant sous incidence normale. En incidence normale, le miroir d'or est supprimé de l'empilement multicouche et la période du GC est modifiée de manière à correspondre à l'équation (9.2) pour $\theta = 0$. La taille des zones de phase est également modifiée de manière à centrer la résonance au milieu du plateau de réflectivité des DBRs.
La figure 9.9(b) représente le spectre de réflexion et de transmission de cette structure fonctionnant sous incidence normale. La comparaison des figures 9.9(a) et 9.9(b) permet de bien souligner les deux différences notables entre les CRIGFs sous incidence oblique et les CRIGF sous incidence normale. La première est que le CRIGF oblique permet de supprimer le fond non-résonnant alors que le CRIGF normal est limité par la réflectivité non-résonnante de l'empilement multicouche (≈15 % ici). La deuxième différence est que la réflectivité maximale pour le CRIGF oblique (≈ 85 %) est moins élevée que pour le CRIGF normal (≈ 90 %).
La question est donc de savoir dans quelles applications il est préférable d'utiliser un CRIGF en incidence oblique plutôt qu'en incidence normale.
La première de ces applications est le filtrage spectral. En effet, pour bien isoler le signal à la résonance du fond non-résonnant, il est important de minimiser la réflexion du filtre autour de la résonance. Le CRIGF sous incidence oblique possède un avantage considérable car il permet de travailler sur fond noir.
De façon plus générale, cette structure peut être très intéressante pour toutes les filières de matériaux où l'obtention d'un anti-reflet s'avère très complexe. C'est notamment le cas des filières utilisant des matériaux hauts indices et avec de faibles contrastes d'indices comme par exemple la filière AlGaAs/GaAs pour des dispositifs optique dans le moyen

infrarouge (MIR). L'AlGaAs étant très oxydable, ce type de dispositif doit en général être encapsulé de GaAs (fort indice). L'obtention, d'un anti-reflet efficace pour ce type d'empilement est donc très difficile [23]. Le CRIGF sous-incidence oblique permettrait donc de contourner ce problème.
La dernière application de cette liste non-exhaustive est la stabilisation d'une diode laser loin du maximum de sa zone de gain. Dans ce cas, le signal non-résonnant peut être amplifié par le milieu à gain et provoquer l'apparition d'un mode latéral non voulu dans le spectre d'émission du laser. Un exemple de ce phénomène est présenté dans la figure 9.10(a) extraite de [5]. Cette figure montre le spectre d'émission d'une diode laser stabilisée par différents CRIGFs avec des résonances parcourant toute la zone de gain. On remarque que lorsque la stabilisation est effectuée loin du maximum de la zone de gain du laser (autour de 833 nm par exemple), le spectre possède un deuxième mode autour de 845 nm (maximum de la zone de gain). Ce mode dans l'émission provient de la réflexion non-résonnante de l'empilement du CRIGF qui est amplifiée par le gain de la diode laser. Ce deuxième mode provoque une dégradation notable du SMSR (side mode suppression ratio) du laser, qui correspond au ratio entre le mode principal et le premier mode voisin. Ce SMSR étant un paramètre clé pour déterminer la qualité d'un laser, il est donc important de le maximiser. Utiliser le CRIGF en incidence oblique pourrait permettre de s'affranchir de l'amplification d'un signal indésirable car aucun signal non-résonnant n'est émis dans la voie rétrodiffusée. Cela pourrait potentiellement permettre d'agrandir la plage d'accord par CRIGF, tout en maintenant un bon SMSR.
Un autre avantage de cette structure est de pouvoir supprimer les signaux parasites provenant des interférences dans le substrat transparent épais. En effet, dans nos simulations nous avons considéré un substrat semi-infini pour pouvoir décrire nos structures. En pratique, un échantillon classique est constitué d'un substrat transparent de taille finie. L'interface entre l'air et la face arrière du substrat peut donc réfléchir une partie de l'énergie non-résonnante si elle n'a pas été pourvue de couches anti-reflet. Si la face avant de l'échantillon n'a pas non plus été pourvue d'un anti-reflet parfait, le substrat épais agis comme une cavité Fabry-Pérot. Cette cavité génère expérimentalement des interférences parasites qui altèrent la forme du pic de réflectivité, comme le montre la figure 9.10(b) extraite de [19]. Utiliser une structure en incidence oblique permettrait donc de s'affranchir de ces signaux parasites et d'obtenir un signal provenant uniquement du découplage du mode.
Pour finir, en plus de la stabilisation spectrale, l'intégration d'un CRIGF non-linéaire dans une cavité externe peut permettre de réaliser le doublage de fréquence du signal de la diode. Cependant, nous avons vu dans les chapitres 7 et 8 que les structures possédant les efficacités de conversion théoriques les plus importantes ne sont pas celles possédant les meilleurs anti-reflet. Utiliser un CRIGF non-linéaire, en incidence normal, va donc détériorer la réponse spectrale (linéaire) du système car l'empilement multicouche ne sera pas un anti-reflet parfait à la longueur d'onde de travail. C'est dans ce cas précis que l'utilisation du CRIGF oblique est intéressante. Cette configuration permettrait d'obtenir des efficacités de conversion importantes, tout en gardant une réflectivité non-résonnante nulle pour le signal linéaire. L'utilisation du CRIGF oblique en tant que cavité externe est donc une des voies à étudier pour obtenir simultanément la stabilisation spectrale de la diode laser ainsi que la conversion non-linéaire du signal.

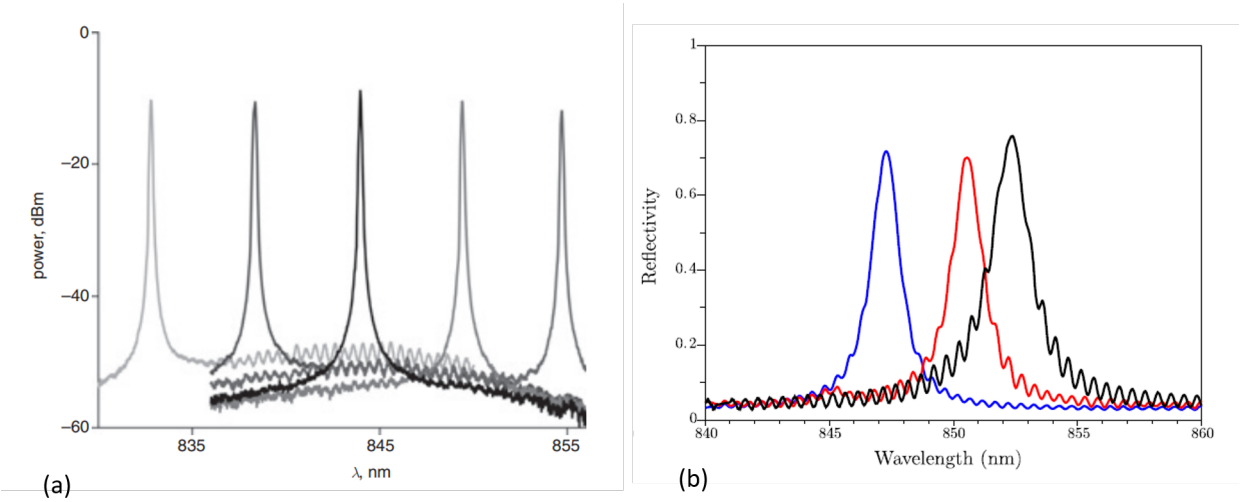


FIGURE 9.10 – (a) Extrait de [5]. Diminution du SMSR d'une diode laser stabilisée par CRIGF loin du maximum de sa zone de gain. (b) Extrait de [19]. Exemple d'oscillations parasites provenant des interférences du fond non-résonnant dans le substrat sur le pic de réflectivité de différents CRIGFs.

9.4 Conclusion.

Lors de ce chapitre, nous avons étudié théoriquement le comportement du CRIGF lorsque ce dernier est excité par un faisceau en incidence oblique. Nous avons observé que l'énergie du CRIGF, à la résonance, se découplait équitablement dans 4 voies différentes. Deux de ces voies correspondent à la transmission et la réflexion spéculaire de la structure. Les deux autres voies sont les voies symétriques des voies spéculaires par rapport à l'axe vertical de la structure.
Par un modèle phénoménologique utilisant la théorie des pôles, nous avons montré que cette séparation de l'énergie rayonnée provenait du découplage des deux modes contra-propagatifs présents dans le CRIGF.
En plaçant un miroir d'or sous la structure et en contrôlant l'épaisseur de la couche tampon entre le CRIGF et ce miroir, nous avons conçu un filtre fonctionnant en rétroréflexion. L'avantage de ce type de dispositif est que cette rétroréflexion est libre de toute contribution non-résonnante, qui correspond à un signal parasite pour les applications de filtrage spectral. De plus, cette structure permet de s'affranchir de la réalisation d'un empilement multicouche anti-reflet. Ce dernier point est très important pour des applications utilisant des matériaux hauts indices, où l'obtention d'un anti-reflet s'avère très complexe. Cette structure est également très intéressante pour des applications de stabilisation spectrale de diodes laser, qui est un des domaines étudiés dans l'équipe photonique du LAAS. Pour finir, l'utilisation du CRIGF non-linéaire sous incidence oblique pour exalter la SHG peut être intéressant pour réaliser simultanément la stabilisation spectrale de la diode laser, ainsi que sa conversion en fréquence. La suite de ces travaux consiste donc, en partie, à étudier ces structures sous incidence oblique en régime linéaire et non-linéaire.

Conclusion générale

Lors de cette thèse, nous avons pu étudier un type bien particulier de filtre spectral de faible dimension, appelé CRIGF, en régime linéaire et non-linéaire. L'avantage de ces structures, pour des applications de filtrage, est qu'elles permettent d'obtenir des résonances de fort facteur de qualité ($Q > 10^3$) avec des faisceaux d'excitation très focalisés et des structures de surface réduite (quelques $10 \times \lambda^2$ à quelques $100 \times \lambda^2$). Ce sont ces mêmes avantages qui rendent les CRIGFs pertinents en régime non-linéaire. En effet, la combinaison d'un faisceau de pompe focalisé et d'un facteur de qualité élevé maximise le champ électrique dans la structure, ce qui est un pré-requis très important en optique non-linéaire. De plus, le volume modal de ces dispositifs est relativement modeste ($V \simeq 30\,\mu\mathrm{m}^3$), ce qui est intéressant pour les problématiques d'intégration dans des circuits photoniques. Ce volume étant bien supérieur à celui des nanocavités, le couplage du faisceau incident au mode du CRIGF est facilement réalisable. En effet, le diamètre typique du faisceau ($\omega_0 \simeq 20\,\mu m$), nécessaire pour un couplage efficace, est facilement atteignable avec des systèmes d'imagerie classiques.

Dans un premier temps, nous avons étudié le phénomène de génération de seconde harmonique dans les CRIGFs. La méthode de modélisation FMM, développée à l'Institut Fresnel, a été étendue pour traiter ce phénomène non-linéaire dans les CRIGFs. Pour réaliser expérimentalement ces CRIGFs non-linéaires, nous avons utilisé un substrat comprenant un guide de $LiNbO_3$ sur un tampon de SiO_2 (structure de niobate sur isolant ou LNOI), sur lequel nous avons déposé et gravé une couche de Si_3N_4. L'avantage de cette méthode de fabrication est qu'il n'est pas nécessaire de structurer le $LiNbO_3$. Nous avons conçu les premières structures comme des CRIGFs « classiques », c'est-à-dire de manière à ce que l'empilement multicouche soit anti-reflet autour de la longueur d'onde d'excitation. Une première démonstration expérimentale de l'exaltation de la SHG par ce type de CRIGF a ainsi été effectuée. Nous avons montré que cette exaltation était due à l'excitation du mode résonnant du CRIGF, comme le prévoyait les simulations numériques. Le diagramme de rayonnement de la SHG dans le CRIGF a également pu être étudié théoriquement et expérimentalement. La majorité de la SHG est ainsi rayonnée selon la normale à l'échantillon, en direction du superstrat d'air, que l'excitation se fasse par le substrat ou le superstrat.
Par la suite, nous avons étudié théoriquement et expérimentalement l'influence de divers paramètres sur la SHG rayonnée par le CRIGF. Ainsi, nous avons montré qu'il était possible de contrôler la longueur d'onde d'émission de la SHG, sur une large gamme spectrale, en contrôlant simultanément la période du GC et des DBRs. En utilisant les propriétés thermo-optiques du $LiNbO_3$, nous avons également montré qu'un contrôle très précis de cette longueur d'onde d'émission pouvait être effectué en changeant la température de l'échantillon. Finalement, nous avons également montré que le contrôle du facteur de remplissage du GC permettait de maximiser le champ de pompe dans le $LiNbO_3$, et donc

d'exalter la SHG dans le CRIGF.
À la suite de ces études, nous avons développé une nouvelle stratégie de conception des CRIGFs non-linéaires. Cette stratégie repose sur la maximisation du facteur de qualité de la structure, plutôt que sur l'optimisation d'un empilement anti-reflet. Nous avons comparé théoriquement ces deux méthodes et nous avons montré que l'optimisation du facteur de qualité permettait d'obtenir un champ de pompe plus important dans le $LiNbO_3$ que l'optimisation d'un anti-reflet, lorsque les conditions de couplage critique sont remplies. Nous avons fabriqué un premier échantillon en utilisant cette nouvelle méthode. Des facteurs de qualité importants ont été démontrés expérimentalement ($Q > 7\,000$), mais en deçà de ceux prédits par FMM. Cette différence provient de la combinaison des erreurs de fabrication et des pertes intrinsèques dans l'échantillon, qui limitent le facteur de qualité réellement obtenu et décalent les paramètres offrant un couplage critique. Les efficacités de conversion de ces nouvelles structures étaient donc inférieures à celles obtenues dans les structures basées sur un antireflet. Afin de résoudre ce problème, il faudrait évaluer et prendre en compte les pertes intrinsèques expérimentales dans les simulations numériques, afin de déterminer de nouveaux paramètres offrant un couplage critique. Cela permettrait de réaliser des structures beaucoup plus proches du régime de couplage critique.
Pour finir, nous avons évalué l'efficacité de conversion maximale obtenue dans un de nos échantillons et nous l'avons comparée à celles obtenues dans les autres composants nanophotoniques (figure 9.11).

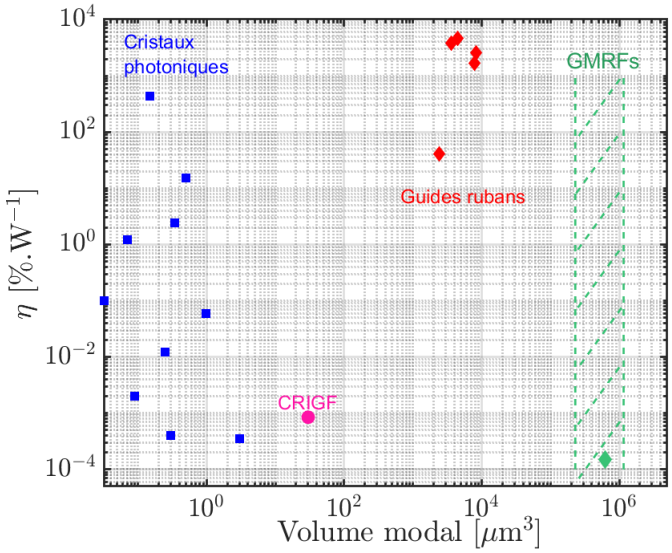


FIGURE 9.11 – Classement des familles de dispositifs nanophotoniques en fonction de leurs efficacités de conversion et de leurs volumes modaux. Les guides rubans sont tous normalisés à une longueur de 1 cm.

Sur cette figure, on remarque que l'efficacité de conversion mesurée dans le CRIGF est environ 6 fois plus importante que la seule valeur mesurée pour les GMRFs. On remarque également que le CRIGF se situe au niveau des nano-cavités à cristaux photoniques les moins performantes. Cette efficacité de conversion, somme toute modeste, reste cependant prometteuse car ce travail constitue la toute première étude de non-linéarité dans les CRIGFs. En outre, il est probable qu'une grande partie de la SHG rayonnée par le CRIGF ne soit pas collectée par le dispositif expérimental que nous avons mis en œuvre, reposant sur un couplage dans une fibre à l'aide d'un miroir parabolique. L'efficacité de

conversion rapportée ici pourrait ainsi être améliorée en travaillant sur une méthode de collection à plus grande ouverture numérique.
De plus, ces premières structures étudiées expérimentalement n'offrent aucun accord de phase, ce qui limite potentiellement l'efficacité de conversion. Pour réaliser des dispositifs plus efficaces, nous avons également étudié théoriquement l'impact de l'accord de phase dans les CRIGFs. Nous avons conçu une nouvelle structure, composée de deux guides couplés afin de réaliser cet accord de phase, et nous l'avons comparée théoriquement à une structure de référence, composée d'une seule couche guidante. Nous avons ainsi montré que la SHG rayonnée par la structure double guide était bien plus élevée (de plus d'un ordre de grandeur) que celle rayonnée par la structure de référence, à champ de pompe équivalent dans le $LiNbO_3$.
Il reste néanmoins de nombreuses questions sur le sujet de l'accord de phase dans les CRIGFs. Une de ces questions est, par exemple, de savoir si l'accord de phase propagatif (égalité des indices effectif à ω et 2ω) est une condition plus importante que l'optimisation de l'intégrale de recouvrement des champs avec la couche non-linéaire. Autrement dit, savoir si l'accord de phase optimal dans les CRIGFs se rapproche plus de celui des nano-cavités à cristaux photonique ou de celui des guides optiques ou bien encore d'un compromis entre les deux. Enfin, nous n'avons ici travaillé que sur l'exaltation du champ de pompe et non pas sur l'exaltation du champ de seconde harmonique. Une extension naturelle de ces premiers travaux pourrait être l'étude et la fabrication de CRIGFs doublement résonnants, par l'ajout d'une cavité à 2ω, afin de maximiser les efficacités de conversion obtenues.

Pour finir, nous avons étudié (par FMM) la réponse linéaire d'une structure CRIGF différente, fonctionnant sous incidence oblique. Nous avons ainsi montré que le CRIGF rayonnait de l'énergie équitablement dans 4 directions différentes : 2 directions correspondant à la réflexion spéculaire et la transmission de l'échantillon, et 2 directions symétriques à ces directions « classiques » par rapport à la normale de la structure. Par une approche analytique reposant sur la théorie des pôles, nous avons montré que ce comportement était lié au découplage de deux modes contrapropagatifs par le GC. Pour finir, à l'aide d'une couche tampon d'épaisseur contrôlée et d'un substrat d'or, nous avons conçu un rétro-réflecteur singulier, fonctionnant en incidence oblique avec un faisceau focalisé non pas selon la direction de réflexion spéculaire, mais en rétro-réflexion selon la direction d'incidence. Contrairement à la grande majorité des CRIGFs (mais aussi des GMRFs) travaillant dans la direction de réflexion spéculaire, ce CRIGF en incidence oblique est libre de toute contribution non-résonnante provenant de l'empilement multicouche. Cette configuration permet de s'affranchir de la conception d'un empilement anti-reflet, tout en assurant une bonne réjection autour de la résonance, ce qui peut être très intéressant pour certaines applications, notamment la stabilisation de diodes laser. Cette configuration, intégrée dans une cavité externe, pourrait également permettre de réaliser la conversion de fréquence intracavité du signal provenant de la diode laser.

Résumé.

Titre : Génération de seconde harmonique dans des structures à réseaux résonnants en cavité.

La génération de seconde harmonique (SHG) est un processus optique non-linéaire du deuxième ordre correspondant à la création d'un signal optique à une fréquence 2ω à partir d'un signal à une fréquence fondamentale ω, lors du passage de cette onde dans un milieu non-linéaire. Les domaines d'application de la SHG sont très nombreux : stockage de données, imagerie biologique, optique quantique, sources laser, etc. Cependant, pour réussir à obtenir une SHG efficace, des conditions expérimentales particulières sont nécessaires. Une de ces conditions est notamment d'avoir le champ électrique de pompe le plus important possible. Pour obtenir ce fort champ tout en gardant une puissance raisonnable pour le laser de pompe, il est possible d'utiliser des dispositifs nanophotoniques permettant d'exalter le champ électrique local.
Les dispositifs que nous avons étudiés lors de cette thèse sont appelés « CRIGFs » (Cavity Resonator Integrated Grating Filters) et constituent une nouvelle famille de filtres spectraux fonctionnant en réflexion. Un CRIGF est une structure à réseaux résonants de faible dimension (quelques centaines de λ de long) formant un résonateur de fort facteur de qualité, excitable depuis la surface à l'aide d'un faisceau fortement focalisé. Ces propriétés font du CRIGF une structure potentiellement très intéressante pour exalter le champ électrique de pompe, et donc d'exalter la SHG.
Nous présentons dans cette thèse différentes structures CRIGFs non-linéaire, permettant d'exalter de manière importante la SHG. Dans un premier temps, ces structures ont été conçues selon les méthodes établies, c'est à dire comme des filtres spectraux en réflexion. Le point de départ de cette méthode est l'obtention d'un empilement constituant un bon anti-reflet autour de la longueur d'onde d'excitation.
Dans un second temps, nous avons développé une nouvelle méthode de conception propre au CRIGF non-linaire, reposant sur un empilement plus simple et basée sur la maximisation du facteur de qualité de la structure. Cette nouvelle méthode, combinée à une amélioration du procédé de fabrication des CRIGFs, nous a permis d'exalter de manière importante la SHG dans une structure simplifiée.
Nous avons également effectué une première étude théorique de l'impact de l'accord de phase sur l'exaltation de la SHG dans les CRIGFs. Nous avons ainsi montré que l'accord de phase permettait de gagner plus d'un ordre de grandeur sur cette exaltation, en comparaison avec un CRIGF classique.
Pour finir, nous avons étudié théoriquement le comportement du CRIGF sous incidence oblique, en régime linéaire. Nous avons ainsi montré que cette configuration permettait de s'affranchir de la conception d'un anti-reflet. L'utilisation du CRIGF sous incidence oblique pourrait donc permettre d'inclure la conversion non-linéaire de fréquence dans une cavité externe de diode laser, tout en jouant le rôle de stabilisateur spectral pour cette diode.

Mots-clés : Génération de seconde harmonique, Nanophotonique, réseaux résonnants, optique non-linéaire, nanofabrication, RCWA

Abstract.

Title : Second harmonic generation in cavity resonator integrated grating filters.

Second harmonic generation (SHG) is a second order nonlinear optical process. It corresponds to the conversion of a wave at a fundamental frequency ω into a wave at frequency 2ω, when the fundamental wave interacts with a nonlinear medium. SHG can be used for a vast range of applications : data storage, biological imaging, quantum optics, laser sources, ... However, to obtain a high conversion efficiency, we need to fulfill specific experimental conditions. One key condition is to obtain the strongest pump field in the nonlinear medium. The recent development of nanophotonics allowed the creation of components that strongly enhance the local electric field. During this work, we studied field enhancement and SHG in a cavity resonator integrated grating filter (CRIGF). A CRIGF is a small aperture ($\simeq 20\lambda$) filter made of a short resonant grating integrated between two Bragg mirrors, onto a multilayer stack. The main interest of this filter is that it can support a high-quality-factor resonance, excited by a focalized beam. Conbining this tight focusing with high-quality-factor resonance results in a strong local field enhancement inside the CRIGF, which is particularly promising for SHG.
In this work, we present different nonlinear CRIGFs designed for improved conversion efficiency. First, we designed these structures like spectral filters. That means that we designed the multilayer stack to be anti-reflective around the pump wavelength. Second, we show that this anti-reflection condition is not necessary to improve the nonlinear interaction. We then develloped a new design method, based on the optimisation of the quality factor of the CRIGF. This new method, combined with an improved fabrication process, allowed us to strongly increase the SHG in a simpler structure. We also carried a first theoretical study of the effect of the phasematching condition on the conversion efficiency in a CRIGF. We show that the conversion efficiency is more than one order of magnitude higher when the phasematching condition is fulfilled. Finally, we studied theoretically the linear response of the CRIGF under oblique incidence. We show that this configuration can be used for applications where the anti-reflective condition is hard to achieve. This configuration could also be integrated in a external cavity laser diode, for intracavity wavelength conversion.

Keywords : Second harmonic generation, nanophotonics, resonant gratings, nonlinear optics, nanofabrication, RCWA

Bibliographie

[1] PA Franken, AE Hill, CW Peters, and G Weinreich. Generation of second harmonic. *Physical Review Letters*, 7 :118, 1961.

[2] Kenji Kintaka, Yuki Kita, Katsuya Shimizu, Hitoshi Matsuoka, Shogo Ura, and Junji Nishii. Cavity-resonator-integrated grating input/output coupler for high-efficiency vertical coupling with a small aperture. *Optics Letters*, 35(12) :1989–1991, June 2010.

[3] N. Rassem, A.-L. Fehrembach, and E. Popov. Waveguide mode in the box with an extraordinary flat dispersion curve. *JOSA A*, 32(3) :420–430, March 2015.

[4] R. Laberdesque, O. Gauthier-Lafaye, H. Camon, A. Monmayrant, M. Petit, O. Demichel, and B. Cluzel. High Order modes in Cavity Resonator Integrated Guided-mode resonance Filters (CRIGFs). In *2015 European Conference on Lasers and Electro-Optics - European Quantum Electronics Conference (2015), paper CK_1_2*, page CK_1_2. Optical Society of America, June 2015.

[5] X Buet, A Guelmami, A Monmayrant, S Calvez, C Tourte, F Lozes-Dupuy, and O Gauthier-Lafaye. Wavelength-stabilised external-cavity laser diode using cavity resonator integrated guided mode filter. *Electronics Letters*, 48(25) :1619–1621, 2012.

[6] S. Augé, S. Gluchko, A. L. Fehrembach, E. Popov, T. Antoni, S. Pelloquin, A. Arnoult, G. Maisons, A. Monmayrant, and O. Gauthier-Lafaye. Extended cavity quantum cascade laser with cavity resonator integrated grating filter. *Optics Express*, 28(4) :4801–4809, February 2020.

[7] Galan Moody, Lin Chang, Trevor J Steiner, and John E Bowers. Chip-scale nonlinear photonics for quantum light generation. *AVS Quantum Science*, 2(4) :041702, 2020.

[8] S Signorini and L Pavesi. On-chip heralded single photon sources. *AVS Quantum Science*, 2(4) :041701, 2020.

[9] Emanuele Polino, Mauro Valeri, Nicolò Spagnolo, and Fabio Sciarrino. Photonic quantum metrology. *AVS Quantum Science*, 2(2) :024703, 2020.

[10] Sergei Slussarenko and Geoff J Pryde. Photonic quantum information processing : A concise review. *Applied Physics Reviews*, 6(4) :041303, 2019.

[11] Kenji Kintaka, Tatsuya Majima, Junichi Inoue, Koji Hatanaka, Junji Nishii, and Shogo Ura. Cavity-resonator-integrated guided-mode resonance filter for aperture miniaturization. *Optics Express*, 20(2) :1444–1449, January 2012.

[12] Shogo Ura, Shunsuke Murata, Yasuhiro Awatsuji, and Kenji Kintaka. Design of resonance grating coupler. *Opt. Express*, 16(16) :12207–12213, Aug 2008.

[13] L Mashev and E Popov. Zero order anomaly of dielectric coated gratings. *Optics communications*, 55(6) :377–380, 1985.

[14] E Popov, L Mashev, and D Maystre. Theoretical study of the anomalies of coated dielectric gratings. *Optica Acta : International Journal of Optics*, 33(5) :607–619, 1986.

[15] GA Golubenko, AS Svakhin, VA Sychugov, AV Tischenko, E Popov, and L Mashev. Diffraction characteristics of planar corrugated waveguides. *Optical and quantum electronics*, 18(2) :123–128, 1986.

[16] R Magnusson and SS Wang. Design of ideal reflection filters using resonant waveguide gratings. *Technical digest series-optical society of America*, 11 :256–256, 1994.

[17] Shengfei Feng, Xinping Zhang, Jiaoyang Song, Hongmei Liu, and Yanrong Song. Theoretical analysis on the tuning dynamics of the waveguide-grating structures. *Optics express*, 17(2) :426–436, 2009.

[18] Zhibin Ren, Yahui Sun, Kaipeng Zhang, Zihao Lin, and Jiasheng Hu. Wide wavelength range tunable guided-mode resonance filter based on incident angle rotation. *Journal of Modern Optics*, 66(2) :161–167, 2019.

[19] X. Buet, E. Daran, D. Belharet, F. Lozes-Dupuy, A. Monmayrant, and O. Gauthier-Lafaye. High angular tolerance and reflectivity with narrow bandwidth cavity-resonator-integrated guided-mode resonance filter. *Optics Express*, 20(8) :9322–9327, April 2012.

[20] Ye Zhou, Michael Moewe, Johannes Kern, Michael C. Y. Huang, and Connie J. Chang-Hasnain. Surface-normal emission of a high-Q resonator using a subwavelength high-contrast grating. *Optics Express*, 16(22) :17282–17287, October 2008.

[21] A Tandaechanurat, S Iwamoto, M Nomura, N Kumagai, and Y Arakawa. Increase of Q-factor in photonic crystal H1-defect nanocavities after closing of photonic bandgap with optimal slab thickness. *Optics express*, 16(1) :448–455, 2008.

[22] Hiroyuki Takagi, Yasutomo Ota, Naoto Kumagai, Satomi Ishida, Satoshi Iwamoto, and Yasuhiko Arakawa. High Q H1 photonic crystal nanocavities with efficient vertical emission. *Optics express*, 20(27) :28292–28300, 2012.

[23] S. Augé, S. Gluchko, A. L. Fehrembach, E. Popov, T. Antoni, S. Pelloquin, A. Arnoult, A. Monmayrant, and O. Gauthier-Lafaye. Mid-infrared cavity resonator integrated grating filters. *Optics Express*, 26(21) :27014–27020, October 2018.

[24] Junichi Inoue, Koji Hatanaka, Kenji Kintaka, Kenzo Nishio, and Shogo Ura. Lens-Less Coupling of Cavity-Resonator-Integrated Guided-Mode Resonance Filter. *Journal of Lightwave Technology*, 33(24) :5278–5283, December 2015.

[25] Kenji Kintaka, Katsuya Shimizu, Yuki Kita, Satoshi Kawanami, Junichi Inoue, Shogo Ura, and Junji Nishii. Potential characterization of free-space-wave drop demultiplexer using cavity-resonator-integrated grating input/output coupler. *Optics Express*, 18(24) :25108–25115, November 2010.

[26] Toshiki Kusuura, Atsushi Tsuji, Junichi Inoue, Naoto Takishita, Kenzo Nishio, Shogo Ura, and Kenji Kintaka. Wavelength matching of resonance reflection and guided-wave launching for high-performance crigf. In *2018 IEEE CPMT Symposium Japan (ICSJ)*, pages 67–70. IEEE, 2018.

[27] Junichi Inoue, Atsushi Tsuji, Kenji Kintaka, Kenzo Nishio, and Shogo Ura. Wavelength division multiplexer based on cavity-resonator-integrated guided-mode resonance filters for a compact multi-wavelength light source. *Optics Express*, 26(3) :2212–2219, February 2018.

[28] Junichi Inoue, Tomonori Ogura, Koji Hatanaka, Kenji Kintaka, Kenzo Nishio, Yasuhiro Awatsuji, and Shogo Ura. Cavity-resonator-integrated guided-mode resonance filter in channel waveguide. *IEICE Electronics Express*, 10(15) :20130444–20130444, 2013.

[29] Junichi Inoue, Tatsuya Majima, Koji Hatanaka, Kenji Kintaka, Kenzo Nishio, Yasuhiro Awatsuji, and Shogo Ura. Aperture Miniaturization of Guided-Mode Resonance Filter by Cavity Resonator Integration. *Applied Physics Express*, 5(2) :022201, January 2012.

[30] Nadège Rassem. *Etude du guidage et du confinement de la lumière dans les guides optiques nanostructurés : application au filtrage spectral ultra-sélectif.* Thèse de doctorat, Aix-Marseille, 2017.

[31] Kenji Kintaka, Koji Hatanaka, Junichi Inoue, and Shogo Ura. Cavity-Resonator-Integrated Guided-Mode Resonance Filter with Nonuniform Grating Coupler for Efficient Coupling with Gaussian Beam. *Applied Physics Express*, 6(10) :102203, October 2013.

[32] K. Hatanaka, T. Majima, K. Kintaka, J. Inoue, K. Nishio, Y. Awatsuji, and S. Ura. Cavity-resonator-integrated guided-mode resonance filter consisting of curved gratings. *Electronics Letters*, 48(12) :717–718, June 2012.

[33] Kenji Kintaka, Tatsuya Majima, Koji Hatanaka, Junichi Inoue, and Shogo Ura. Polarization-independent guided-mode resonance filter with cross-integrated waveguide resonators. *Optics Letters*, 37(15) :3264–3266, August 2012.

[34] Song Peng and G Michael Morris. Resonant scattering from two-dimensional gratings. *JOSA A*, 13(5) :993–1005, 1996.

[35] Song Peng and G Michael Morris. Experimental demonstration of resonant anomalies in diffraction from two-dimensional gratings. *Optics letters*, 21(8) :549–551, 1996.

[36] KC Harvey and CJ Myatt. External-cavity diode laser using a grazing-incidence diffraction grating. *Optics letters*, 16(12) :910–912, 1991.

[37] BL Volodin, SV Dolgy, ED Melnik, E Downs, J Shaw, and VS Ban. Wavelength stabilization and spectrum narrowing of high-power multimode laser diodes and arrays by use of volume bragg gratings. *Optics letters*, 29(16) :1891–1893, 2004.

[38] Lauren Guillemot, Thomas Oksenhendler, Sylvain Pelloquin, Olivier Gauthier-Lafaye, Antoine Monmayrant, and Thierry Chanelière. Guided-mode resonance filter extended-cavity diode laser. *Laser Physics*, 30(3) :035802, 2020.

[39] Ivan Avrutsky and Rabi Rabady. Waveguide grating mirror for large-area semiconductor lasers. *Optics letters*, 26(13) :989–991, 2001.

[40] Stephan Block, Emilie Gamet, and Florent Pigeon. Semiconductor laser with external resonant grating mirror. *IEEE journal of quantum electronics*, 41(8) :1049–1053, 2005.

[41] Shufeng Bai and Stephen Y Chou. A spectrum-narrowed, wavelength and temperature stabilized broad area laser using a subwavelength resonant grating filter feedback. In *LEOS 2006-19th Annual Meeting of the IEEE Lasers and Electro-Optics Society*, pages 659–660. IEEE, 2006.

[42] A. Monmayrant, L. Ferrières, V. Lecocq, E. Feuillet, S. Denet, O. Gauthier-Lafaye, and B. Faure. Performances of a Butterfly-packaged External cavity laser diode

with CRIGF mirror. In *2019 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe and European Quantum Electronics Conference (2019), paper cb_p_1*, page cb_p_1. Optical Society of America, June 2019.

[43] X. Buet, A. Monmayrant, S. Calvez, C. Tourte, F. Lozes, and O. Gauthier-Lafaye. Design and performances of simplified external cavity laser diodes using CRIGF mirrors. In *2013 Conference on Lasers and Electro-Optics - International Quantum Electronics Conference (2013), paper CB_P_16*, page CB_P_16. Optical Society of America, May 2013.

[44] Shogo Ura, Kenji Kintaka, Junichi Inoue, Tomonori Ogura, Kenzo Nishio, and Yasuhiro Awatsuji. Reflection-phase variation of cavity-resonator-integrated guided-mode-resonance reflector for guided-mode-exciting surface laser mirror. In *2013 IEEE 63rd Electronic Components and Technology Conference*, pages 1874–1879. IEEE, 2013.

[45] Tomohiro Kondo, Shogo Ura, and Robert Magnusson. Design of guided-mode resonance mirrors for short laser cavities. *JOSA A*, 32(8) :1454–1458, 2015.

[46] Kenji Kintaka, Junichi Inoue, and Shogo Ura. Reflection characteristics of cavity-resonator-integrated guided-mode resonance devices. In *2013 15th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON)*, pages 1–4, 2013.

[47] Shogo Ura, Masahiro Nakata, Kenichi Yanagida, Junichi Inoue, and Kenji Kintaka. Cavity-resonator-integrated guided-mode resonance band-stop reflector. *Optics Express*, 24(13) :15120–15127, June 2016.

[48] L Ferrier, P Rojo-Romeo, E Drouard, X Letartre, and P Viktorovitch. Slow bloch mode confinement in 2D photonic crystals for surface operating devices. *Optics express*, 16(5) :3136–3145, 2008.

[49] Corrado Sciancalepore, Badhise Ben Bakir, Xavier Letartre, Jean-Marc Fedeli, Nicolas Olivier, Damien Bordel, Christian Seassal, Pedro Rojo-Romeo, Philippe Regreny, and Pierre Viktorovitch. Quasi-3D light confinement in double photonic crystal reflectors VCSELs for CMOS-compatible integration. *Journal of lightwave technology*, 29(13) :2015–2024, 2011.

[50] Corrado Sciancalepore, Badhise Ben Bakir, Xavier Letartre, Julie Harduin, Nicolas Olivier, Christian Seassal, Jean-Marc Fedeli, and Pierre Viktorovitch. CMOS-compatible ultra-compact 1.55-μm emitting VCSELs using double photonic crystal mirrors. *IEEE Photonics Technology Letters*, 24(6) :455–457, 2011.

[51] C Sciancalepore, B Ben Bakir, C Seassal, X Letartre, J Harduin, N Olivier, J-M Fedeli, and P Viktorovitch. Thermal, modal, and polarization features of double photonic crystal vertical-cavity surface-emitting lasers. *IEEE Photonics journal*, 4(2) :399–410, 2012.

[52] Antoine Monmayrant, L Ferrières, V Lecocq, E Feuillet, S Denet, Olivier Gauthier-Lafaye, and B Faure. Cavity resonator integrated filter (crigf) based external cavity laser in a butterfly package. In *2019 21st International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON)*, pages 1–3. IEEE, 2019.

[53] Kenji Kintaka, Kosuke Asai, Tomohiro Kondo, Junichi Inoue, and Shogo Ura. Reflectance Change by Grating-Position Shifting in Cavity-Resonator-Integrated Guided-Mode Resonance Filter. In *Advanced Photonics 2015 (2015), paper IM2A.3*, page IM2A.3. Optical Society of America, June 2015.

[54] Kenji Kintaka, Kosuke Asai, Katsuaki Yamada, Junichi Inoue, and Shogo Ura. Grating-position-shifted cavity-resonator-integrated guided-mode resonance filter. *IEEE Photonics Technology Letters*, 29(2) :201–204, 2016.

[55] S. Augé, A. Monmayrant, S. Pelloquin, J. B. Doucet, and O. Gauthier-Lafaye. Tunable graded cavity resonator integrated grating filters. *Optics Express*, 25(11) :12415–12420, May 2017.

[56] Stephane Calvez, Antoine Monmayrant, and Olivier Gauthier-Lafaye. Thermally-tunable cavity resonator-integrated guided-mode resonance filters. *OSA Continuum*, 2(11) :3204–3211, November 2019.

[57] Jae Hwan Eric Kim, Lukas Chrostowski, Eric Bisaillon, and David V Plant. DBR, sub-wavelength grating, and photonic crystal slab Fabry-Perot cavity design using phase analysis by FDTD. *Optics express*, 15(16) :10330–10339, 2007.

[58] Kartik Srinivasan and Oskar Painter. Momentum space design of high-Q photonic crystal optical cavities. *Optics Express*, 10(15) :670–684, 2002.

[59] Vitaly Félix Rodríguez-Esquerre, Masanori Koshiba, and Hugo E Hernández-Figueroa. Finite-element analysis of photonic crystal cavities : Time and frequency domains. *Journal of lightwave technology*, 23(3) :1514, 2005.

[60] VF Rodriguez-Esquerre, Masanori Koshiba, and HE Hernandez-Figueroa. Finite-element time-domain analysis of 2-D photonic crystal resonant cavities. *IEEE Photonics Technology Letters*, 16(3) :816–818, 2004.

[61] MG Moharam and TK Gaylord. Rigorous coupled-wave analysis of planar-grating diffraction. *JOSA*, 71(7) :811–818, July 1981.

[62] Evgeny Popov. *Gratings : Theory and numeric applications*. Popov, Institut Fresnel, 2012.

[63] Nadège Rassem, Evgeny Popov, and Anne-Laure Fehrembach. Numerical modeling of long sub-wavelength patterned structures. *Optical and Quantum Electronics*, 47(9) :3171–3180, September 2015.

[64] Ardavan F Oskooi, David Roundy, Mihai Ibanescu, Peter Bermel, John D Joannopoulos, and Steven G Johnson. Meep : A flexible free-software package for electromagnetic simulations by the fdtd method. *Computer Physics Communications*, 181(3) :687–702, 2010.

[65] P. C. Chaumet, G. Demésy, O. Gauthier-Lafaye, A. Sentenac, E. Popov, and A.-L. Fehrembach. Electromagnetic modeling of large subwavelength-patterned highly resonant structures. *Optics Letters*, 41(10) :2358–2361, May 2016.

[66] Patrick C Chaumet, Anne Sentenac, and Anne-Laure Fehrembach. Modelling of hundreds of wavelength long, highly resonant, 3D subwavelength patterned scattering structures. *Optical and Quantum Electronics*, 49(2) :71, 2017.

[67] Nadia Belabas. *Spectroscopie femtoseconde cohérente bidimensionnelle dans l'infrarouge*. Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique X, 2002.

[68] WP Risk and Wilfried Lenth. Room-temperature, continuous-wave, 946-nm Nd:YAG laser pumped by laser-diode arrays and intracavity frequency doubling to 473 nm. *Optics letters*, 12(12) :993–995, 1987.

[69] ES Polzik and HJ Kimble. Frequency doubling with knbo 3 in an external cavity. *Optics letters*, 16(18) :1400–1402, 1991.

[70] Paul J Campagnola and C-Y Dong. Second harmonic generation microscopy : principles and applications to disease diagnosis. *Laser & Photonics Reviews*, 5(1) :13–26, 2011.

[71] MK Olsen. Asymmetric gaussian harmonic steering in second-harmonic generation. *Physical Review A*, 88(5) :051802, 2013.

[72] Elsa Garmire. Nonlinear optics in daily life. *Optics express*, 21(25) :30532–30544, 2013.

[73] Robert W Boyd. *Nonlinear optics*. Academic press, 2020.

[74] Rick Trebino and John Buck. Nonlinear optics. In *Frequency-Resolved Optical Gating : The Measurement of Ultrashort Laser Pulses*, pages 37–60. Springer, 2000.

[75] E Rosencher, B Vinter, and V Berger. Second-harmonic generation in nonbirefringent semiconductor optical microcavities. *Journal of applied physics*, 78(10) :6042–6045, 1995.

[76] Xiaodong Mu, Yujie J Ding, Haeyeon Yang, and Gregory J Salamo. Cavity-enhanced and quasiphase-matched multi-order reflection-second-harmonic generation from GaAs/AlAs and GaAs/AlGaAs multilayers. *Applied Physics Letters*, 79(5) :569–571, 2001.

[77] S Nakagawa, N Yamada, N Mikoshiba, and DE Mars. Second-harmonic generation from GaAs/AlAs vertical cavity. *Applied physics letters*, 66(17) :2159–2161, 1995.

[78] C Simonneau, JP Debray, JC Harmand, P Vidaković, DJ Lovering, and JA Levenson. Second-harmonic generation in a doubly resonant semiconductor microcavity. *Optics letters*, 22(23) :1775–1777, 1997.

[79] Hajime Ishihara and Kikuo Cho. Enhancement of nonlinear optical response due to cavity-induced double resonance in a semiconductor ultrathin film. *Applied physics letters*, 71(21) :3036–3038, 1997.

[80] Marco Liscidini and Lucio Claudio Andreani. Highly efficient second-harmonic generation in doubly resonantplanar microcavities. *Applied physics letters*, 85(11) :1883–1885, 2004.

[81] RJ Fischer and D Vakhshoori. Low threshold (111) B GaAs quantum well lasers and applications to coherent blue–green sources. *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena*, 10(2) :986–988, 1992.

[82] Norihide Yamada, Yasuhisa Kaneko, Shigeru Nakagawa, Dan E Mars, Tetsuya Takeuchi, and Nobuo Mikoshiba. Continuous-wave operation of a blue vertical-cavity surface-emitting laser based on second-harmonic generation. *Applied physics letters*, 68(14) :1895–1897, 1996.

[83] Yasuhisa Kaneko, Shigeru Nakagawa, Yoshikatsu Ichimura, Norihide Yamada, Dan E Mars, and Tetsuya Takeuchi. Blue vertical-cavity surface-emitting lasers based on second-harmonic generation grown on (311) B and (411) A GaAs substrates. *Journal of Applied Physics*, 87(4) :1597–1603, 2000.

[84] Tingyin Ning, Henna Pietarinen, Outi Hyvärinen, Ravi Kumar, Tommi Kaplas, Martti Kauranen, and Goëry Genty. Efficient second-harmonic generation in silicon nitride resonant waveguide gratings. *Optics Letters*, 37(20) :4269–4271, October 2012.

[85] G. Blau, E. Popov, F. Kajzar, A. Raimond, J. F. Roux, and J. L. Coutaz. Grating-assisted phase-matched second-harmonic generation from a polymer waveguide. *Optics Letters*, 20(10) :1101–1103, May 1995.

[86] Eli Yablonovitch. Photonic crystals : semiconductors of light. *Scientific American*, 285(6) :46–55, 2001.

[87] A. M. Malvezzi, G. Vecchi, M. Patrini, G. Guizzetti, L. C. Andreani, F. Romanato, L. Businaro, E. Di Fabrizio, A. Passaseo, and M. De Vittorio. Resonant second-harmonic generation in a GaAs photonic crystal waveguide. *Physical Review B*, 68(16) :161306, October 2003.

[88] Richard M De La Rue and Christian Seassal. Photonic crystal devices : some basics and selected topics. *Laser & Photonics Reviews*, 6(4) :564–597, 2012.

[89] Yasutomo Ota, Katsuyuki Watanabe, Satoshi Iwamoto, and Yasuhiko Arakawa. Nanocavity-based self-frequency conversion laser. *Optics Express*, 21(17) :19778–19789, August 2013.

[90] Yasutomo Ota, Katsuyuki Watanabe, Satoshi Iwamoto, and Yasuhiko Arakawa. Self-frequency summing in quantum dot photonic crystal nanocavity lasers. *Applied Physics Letters*, 103(24) :243115, December 2013.

[91] Alex Hayat and Meir Orenstein. Photon conversion processes in dispersive microcavities : Quantum-field model. *Physical Review A*, 77(1) :013830, 2008.

[92] Ian B Burgess, Yinan Zhang, Murray W McCutcheon, Alejandro W Rodriguez, Jorge Bravo-Abad, Steven G Johnson, and Marko Lončar. Design of an efficient terahertz source using triply resonant nonlinear photonic crystal cavities. *Optics express*, 17(22) :20099–20108, 2009.

[93] Kelley Rivoire, Ziliang Lin, Fariba Hatami, W. Ted Masselink, and Jelena Vučković. Second harmonic generation in gallium phosphide photonic crystal nanocavities with ultralow continuous wave pump power. *Optics Express*, 17(25) :22609–22615, December 2009.

[94] Kelley Rivoire, Ziliang Lin, Fariba Hatami, and Jelena Vučković. Sum-frequency generation in doubly resonant GaP photonic crystal nanocavities. *Applied Physics Letters*, 97(4) :043103, July 2010.

[95] Kelley Rivoire, Sonia Buckley, and Jelena Vučković. Multiply resonant photonic crystal nanocavities for nonlinear frequency conversion. *Optics Express*, 19(22) :22198–22207, October 2011.

[96] T Leinonen, V-M Korpijärvi, A Härkönen, and M Guina. 7.4 w yellow GaInNAs-based semiconductor disk laser. *Electronics letters*, 47(20) :1139–1140, 2011.

[97] Mohammed A Majid, Ahmad A Al-Jabr, Rami T Elafandy, Hassan M Oubei, Mohd S Alias, Bayan A Alnahhas, Dalaver H Anjum, Tien Khee Ng, Mohamed Shehata, and Boon S Ooi. First demonstration of orange-yellow light emitter devices in ingap/inalgap laser structure using strain-induced quantum well intermixing technique. In *Novel In-Plane Semiconductor Lasers XV*, volume 9767, page 97670A. International Society for Optics and Photonics, 2016.

[98] Sonia Buckley, Marina Radulaski, Klaus Biermann, and Jelena Vučković. Second harmonic generation in photonic crystal cavities in (111)-oriented GaAs. *Applied Physics Letters*, 103(21) :211117, November 2013.

[99] Sonia Buckley, Marina Radulaski, Jan Petykiewicz, Konstantinos G. Lagoudakis, Ju-Hyung Kang, Mark Brongersma, Klaus Biermann, and Jelena Vučković. Second-Harmonic Generation in GaAs Photonic Crystal Cavities in (111)B and (001) Crystal Orientations. *ACS Photonics*, 1(6) :516–523, June 2014.

[100] Shota Yamada, Bong-Shik Song, Seungwoo Jeon, Jeremy Upham, Yoshinori Tanaka, Takashi Asano, and Susumu Noda. Second-harmonic generation in a silicon-carbide-based photonic crystal nanocavity. *Optics Letters*, 39(7) :1768–1771, April 2014.

[101] J. Torres, D. Coquillat, R. Legros, J. P. Lascaray, F. Teppe, D. Scalbert, D. Peyrade, Y. Chen, O. Briot, M. Le Vassor d'Yerville, E. Centeno, D. Cassagne, and J. P. Albert. Giant second-harmonic generation in a one-dimensional GaN photonic crystal. *Physical Review B*, 69(8) :085105, February 2004.

[102] Y. Zeng, I. Roland, X. Checoury, Z. Han, M. El Kurdi, S. Sauvage, B. Gayral, C. Brimont, T. Guillet, M. Mexis, F. Semond, and P. Boucaud. Resonant second harmonic generation in a gallium nitride two-dimensional photonic crystal on silicon. *Applied Physics Letters*, 106(8) :081105, February 2015.

[103] Jun Wang, Marco Clementi, Momchil Minkov, Andrea Barone, Jean-François Carlin, Nicolas Grandjean, Dario Gerace, Shanhui Fan, Matteo Galli, and Romuald Houdré. Doubly resonant second-harmonic generation of a vortex beam from a bound state in the continuum. *Optica*, 7(9) :1126–1132, Sep 2020.

[104] Taylor K. Fryett, Kyle L. Seyler, Jiajiu Zheng, Chang-Hua Liu, Xiaodong Xu, and Arka Majumdar. Silicon photonic crystal cavity enhanced second-harmonic generation from monolayer WSe_2. *2D Materials*, 4(1) :015031, December 2016.

[105] Jintian Lin, Fang Bo, Fang Bo, Ya Cheng, Ya Cheng, Ya Cheng, Ya Cheng, Jingjun Xu, and Jingjun Xu. Advances in on-chip photonic devices based on lithium niobate on insulator. *Photonics Research*, 8(12) :1910–1936, December 2020.

[106] Hanxiao Liang, Rui Luo, Yang He, Haowei Jiang, and Qiang Lin. High-quality lithium niobate photonic crystal nanocavities. *Optica*, 4(10) :1251–1258, October 2017.

[107] Mingxiao Li, Hanxiao Liang, Rui Luo, Yang He, and Qiang Lin. High-quality two-dimensional lithium niobate photonic crystal slab nanoresonators. In *Frontiers in Optics*, pages FTu4E–4. Optical Society of America, 2018.

[108] Matthieu Roussey, Maria-Pilar Bernal, Nadège Courjal, and Fadi I Baida. Experimental and theoretical characterization of a lithium niobate photonic crystal. *Applied Physics Letters*, 87(24) :241101, 2005.

[109] Guangyong Zhou and Min Gu. Direct optical fabrication of three-dimensional photonic crystals in a high refractive index LiNbO3 crystal. *Optics letters*, 31(18) :2783–2785, 2006.

[110] Frederik Sulser, Gorazd Poberaj, Manuel Koechlin, and Peter Günter. Photonic crystal structures in ion-sliced lithium niobate thin films. *Optics express*, 17(22) :20291–20300, 2009.

[111] Nadège Courjal, Sarah Benchabane, Jean Dahdah, Gwenn Ulliac, Yannick Gruson, and Vincent Laude. Acousto-optically tunable lithium niobate photonic crystal. *Applied Physics Letters*, 96(13) :131103, 2010.

[112] Nadège Courjal, Jean Dahdah, Gwenn Ulliac, Pierre Sevillano, Blandine Guichardaz, and Fadi Baida. Optimization of $LiNbO_3$ photonic crystals : toward 3D $LiNbO_3$ micro-components. *Optics express*, 19(23) :23008–23016, 2011.

[113] Haowei Jiang, Hanxiao Liang, Rui Luo, Xianfeng Chen, Yuping Chen, and Qiang Lin. Nonlinear frequency conversion in one dimensional lithium niobate photonic crystal nanocavities. *Applied Physics Letters*, 113(2) :021104, July 2018.

[114] Haowei Jiang, Hanxiao Liang, Rui Luo, Xianfeng Chen, Yuping Chen, and Qiang Lin. On-chip second order nonlinear generation in lithium niobate photonic crystal nanocavity. In *CLEO : Science and Innovations*, pages STu3F–3. Optical Society of America, 2018.

[115] Momchil Minkov, Dario Gerace, and Shanhui Fan. Doubly resonant χ^2 nonlinear photonic crystal cavity based on a bound state in the continuum. *Optica*, 6(8) :1039–1045, August 2019.

[116] Mai Hoang Luong, Thi Thanh Ngan Nguyen, Chi Thanh Nguyen, Isabelle Ledoux-Rak, and Ngoc Diep Lai. Study of all-polymer-based waveguide resonant gratings and their applications for optimization of second-harmonic generation. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 48(36) :365302, August 2015.

[117] Georgeanne Purvinis, Purnomo S. Priambodo, Martin Pomerantz, Ming Zhou, Theresa A. Maldonado, and Robert Magnusson. Second-harmonic generation in resonant waveguide gratings incorporating ionic self-assembled monolayer polymer films. *Optics Letters*, 29(10) :1108–1110, May 2004.

[118] Jian Hung Lin, Chun-Yen Tseng, Ching-Ting Lee, Jeff F. Young, Hung-Chih Kan, and Chia Chen Hsu. Strong guided mode resonant local field enhanced visible harmonic generation in an azo-polymer resonant waveguide grating. *Optics Express*, 22(3) :2790–2797, February 2014.

[119] Mikael Siltanen, Samuli Leivo, Pauliina Voima, Martti Kauranen, Petri Karvinen, Pasi Vahimaa, and Markku Kuittinen. Strong enhancement of second-harmonic generation in all-dielectric resonant waveguide grating. *Applied Physics Letters*, 91(11) :111109, September 2007.

[120] A. Saari, G. Genty, M. Siltanen, P. Karvinen, P. Vahimaa, M. Kuittinen, and M. Kauranen. Giant enhancement of second-harmonic generation in multiple diffraction orders from sub-wavelength resonant waveguide grating. *Optics Express*, 18(12) :12298–12303, June 2010.

[121] Tingyin Ning, Henna Pietarinen, Outi Hyvärinen, Janne Simonen, Goëry Genty, and Martti Kauranen. Strong second-harmonic generation in silicon nitride films. *Applied Physics Letters*, 100(16) :161902, 2012.

[122] Tingyin Ning, Xin Li, Yan Zhao, Luying Yin, Yanyan Huo, Lina Zhao, and Qingyang Yue. Giant enhancement of harmonic generation in all-dielectric resonant waveguide gratings of quasi-bound states in the continuum. *Optics Express*, 28(23) :34024, November 2020.

[123] Reinhard Geiss, Sina Saravi, Anton Sergeyev, Séverine Diziain, Frank Setzpfandt, Frank Schrempel, Rachel Grange, Ernst-Bernhard Kley, Andreas Tünnermann, and Thomas Pertsch. Fabrication of nanoscale lithium niobate waveguides for second-harmonic generation. *Optics Letters*, 40(12) :2715–2718, June 2015.

[124] GA Magle, MM Fejer, and RL Byer. Quasi-phase-matched second-harmonic generation of blue light in periodically poled LiNbO3. *Appl. Phys. Lett.*, 56 :108–110, 1990.

[125] A ArmstrongJ, N Bloembergen, J Ducuing, et al. Interactions between light waves in a nonlinear dielectric. *Physical Review*, 127(6) :1918–1939, 1962.

[126] Cheng Wang, Carsten Langrock, Alireza Marandi, Marc Jankowski, Mian Zhang, Boris Desiatov, Martin M Fejer, and Marko Lončar. Ultrahigh-efficiency wavelength conversion in nanophotonic periodically poled lithium niobate waveguides. *Optica*, 5(11) :1438–1441, 2018.

[127] Jie Zhao, Michael Rüsing, Usman A. Javid, Jingwei Ling, Mingxiao Li, Qiang Lin, Qiang Lin, and Shayan Mookherjea. Shallow-etched thin-film lithium niobate waveguides for highly-efficient second-harmonic generation. *Optics Express*, 28(13) :19669–19682, June 2020.

[128] Ashutosh Rao, Ashutosh Rao, Ashutosh Rao, Kamal Abdelsalam, Kamal Abdelsalam, Tracy Sjaardema, Amirmahdi Honardoost, Amirmahdi Honardoost, Guillermo F. Camacho-Gonzalez, Sasan Fathpour, and Sasan Fathpour. Actively-monitored periodic-poling in thin-film lithium niobate photonic waveguides with ultrahigh nonlinear conversion efficiency of 4600%$W^{-1}cm^{-2}$. *Optics Express*, 27(18) :25920–25930, September 2019.

[129] Juanjuan Lu, Joshua B Surya, Xianwen Liu, Alexander W Bruch, Zheng Gong, Yuntao Xu, and Hong X Tang. Periodically poled thin-film lithium niobate microring resonators with a second-harmonic generation efficiency of 250,000%/W. *Optica*, 6(12) :1455–1460, 2019.

[130] Cheng Wang, Zhaoyi Li, Myoung-Hwan Kim, Xiao Xiong, Xi-Feng Ren, Guang-Can Guo, Nanfang Yu, and Marko Lončar. Metasurface-assisted phase-matching-free second harmonic generation in lithium niobate waveguides. *Nature Communications*, 8(1) :1–7, December 2017.

[131] Tryfon Antonakakis, Fadi Issam Baida, Abderrahmane Belkhir, Kirill Cherednichenko, Shane Cooper, Richard Craster, Guillaume Demésy, John Desanto, Gérard Granet, Boris Gralak, et al. Gratings : Theory and numeric applications, 2014.

[132] E Popov and L Mashev. Conical diffraction mounting generalization of a rigorous differential method. *Journal of optics*, 17(4) :175, 1986.

[133] Lifeng Li. New formulation of the fourier modal method for crossed surface-relief gratings. *JOSA A*, 14(10) :2758–2767, 1997.

[134] Lifeng Li. Note on the s-matrix propagation algorithm. *JOSA A*, 20(4) :655–660, 2003.

[135] Wataru Nakagawa, Rong-Chung Tyan, and Yeshaiahu Fainman. Analysis of enhanced second-harmonic generation in periodic nanostructures using modified rigorous coupled-wave analysis in the undepleted-pump approximation. *JOSA A*, 19(9) :1919–1928, 2002.

[136] Benfeng Bai and Jari Turunen. Fourier modal method for the analysis of second-harmonic generation in two-dimensionally periodic structures containing anisotropic materials. *JOSA B*, 24(5) :1105–1112, May 2007.

[137] Eugene Popov and Michel Neviere. Surface-enhanced second-harmonic generation in nonlinear corrugated dielectrics : new theoretical approaches. *JOSA B*, 11(9) :1555–1564, 1994.

[138] Anne-Laure Fehrembach. Strutures photoniques résonnantes : modélisation életromagnétique, analyse, applications. 2021.

[139] Marvin J Weber. *Handbook of optical materials*, volume 19. CRC press, 2002.

[140] Viola Valentina Vogler-Neuling, Romolo Savo, David Pohl, Nicholas R Hendricks, Lukas Lang, Maria Timofeeva, Barbara Schneider, Felix Ulrich Richter, Flavia Timpu, Serge Monneret, et al. Solution-processed barium titanate nonlinear woodpile photonic structures with large surface areas. *physica status solidi (b)*, 257(5) :1900755, 2020.

[141] Flavia Timpu, Marc Reig Escalé, A Merkt, Lukas Lang, Mariia Timofeeva, and Rachel Grange. Metasurfaces of barium titanate as filters in the visible range. In *Swiss NanoConvention*, 2018.

[142] S Hernandez, O Bouchard, E Scheid, E Daran, L Jalabert, P Arguel, S Bonnefont, O Gauthier-Lafaye, and F Lozes-Dupuy. 850 nm wavelength range nanoscale resonant optical filter fabrication using standard microelectronics techniques. *Microelectronic Engineering*, 84(4) :673–677, 2007.

[143] Xavier Buet. *Nouvelles architectures de réseaux résonants pour la stabilisation de diodes laser*. Thèse de doctorat, Université de Toulouse, Université Toulouse III-Paul Sabatier, 2012.

[144] Andreas Boes, Bill Corcoran, Lin Chang, John Bowers, and Arnan Mitchell. Status and potential of lithium niobate on insulator (LNOI) for photonic integrated circuits. *Laser & Photonics Reviews*, 12(4) :1700256, 2018.

[145] N Eriksson, M Hagberg, and A Larsson. Electron beam defined surface gratings in algaas with precisely controlled duty cycle using a multiple line exposure technique. *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena*, 14(1) :184–186, 1996.

[146] Giorgio Quaranta, Guillaume Basset, Olivier JF Martin, and Benjamin Gallinet. Recent advances in resonant waveguide gratings. *Laser & Photonics Reviews*, 12(9) :1800017, 2018.

[147] Wenchuang Hu, Koshala Sarveswaran, Marya Lieberman, and Gary H Bernstein. Sub-10 nm electron beam lithography using cold development of poly (methylmethacrylate). *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena*, 22(4) :1711–1716, 2004.

[148] AE Grigorescu and CW Hagen. Resists for sub-20-nm electron beam lithography with a focus on hsq : state of the art. *Nanotechnology*, 20(29) :292001, 2009.

[149] Sylvain Pelloquin, Sylvain Augé, Ksenia Sharshavina, J-B Doucet, Anatole Héliot, Henri Camon, Antoine Monmayrant, and Olivier Gauthier-Lafaye. Soft mold nanoimprint lithography : a versatile tool for sub-wavelength grating applications. *Microsystem Technologies*, pages 1–8, 2018.

[150] Sylvain Augé. *Lithographie par nanoimpression pour la fabrication de filtres à réseaux résonants en cavité*. Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier-Toulouse III, 2017.

[151] François Renaud, Antoine Monmayrant, Stéphane Calvez, Olivier Gauthier-Lafaye, Anne-Laure Fehrembach, and Evgeny Popov. Second-harmonic-generation enhancement in cavity resonator integrated grating filters. *Optics letters*, 44(21) :5198–5201, 2019.

[152] J Dulak, BJ Howard, and Ch Steinbrüchel. Etch mechanism in the reactive ion etching of silicon nitride. *Journal of Vacuum Science & Technology A : Vacuum, Surfaces, and Films*, 9(3) :775–778, 1991.

[153] TKS Wong, SG Ingram, DE Moore, and AN Broers. Fabrication of sub-20 nm structures in silicon nitride using CHF_3/O_2 RIE. *Microelectronic Engineering*, 17(1-4) :531–534, 1992.

[154] PH Lissberger. Ellipsometry and polarised light. *Nature*, 269(5625) :270–270, 1977.

[155] AR Forouhi and I Bloomer. Optical dispersion relations for amorphous semiconductors and amorphous dielectrics. *Physical review B*, 34(10) :7018, 1986.

[156] AR Forouhi and I Bloomer. Optical properties of crystalline semiconductors and dielectrics. *Physical review B*, 38(3) :1865, 1988.

[157] Stephan Hernandez. *Conception, réalisation et caractérisation de filtres optiques nanostructurés à bande étroite pour applications spatiales à 0.85 μm.* Thèse de doctorat, Université de Toulouse, Université Toulouse III-Paul Sabatier, 2008.

[158] Haiping Xia, Xianlin Zeng, Jinhao Wang, Jianli Zhang, Jian Xu, Yuepin Zhang, and Qiuhua Nie. Optical absorption spectra of linbo3, fe : Linbo3, and zn : Fe : Linbo3 single crystals grown by bridgman method. *Crystal Research and Technology : Journal of Experimental and Industrial Crystallography*, 39(4) :337–342, 2004.

[159] M Leidinger, S Fieberg, N Waasem, F Kühnemann, K Buse, and I Breunig. Comparative study on three highly sensitive absorption measurement techniques characterizing lithium niobate over its entire transparent spectral range. *Optics express*, 23(17) :21690–21705, 2015.

[160] Ugo Fano. The theory of anomalous diffraction gratings and of quasi-stationary waves on metallic surfaces (sommerfeld's waves). *JOSA*, 31(3) :213–222, 1941.

[161] Romain Laberdesque. *Etude des propriétés spectrales et spatiales de réflecteurs et coupleurs résonants.* Thèse de doctorat, INSA de Toulouse, 2016.

[162] Luigi Moretti, Mario Iodice, Francesco G Della Corte, and Ivo Rendina. Temperature dependence of the thermo-optic coefficient of lithium niobate, from 300 to 515 k in the visible and infrared regions, 2005.

[163] Maia Brunstein, Remy Braive, Richard Hostein, Alexios Beveratos, Isabelle Robert-Philip, Isabelle Sagnes, Timothy J Karle, Alejandro M Yacomotti, Juan Ariel Levenson, Virginie Moreau, et al. Thermo-optical dynamics in an optically pumped photonic crystal nano-cavity. *Optics express*, 17(19) :17118–17129, 2009.

[164] Amir Arbabi and Lynford L Goddard. Dynamics of self-heating in microring resonators. *IEEE Photonics Journal*, 4(5) :1702–1711, 2012.

[165] Anne-Laure Fehrembach. *Réseaux résonnants à Bande Interdite Photonique, nouveaux filtres pour le DWDM.* Thèse de doctorat, Université de droit, d'économie et des sciences-Aix-Marseille III, 2003.

[166] Dubravko I Babic and Scott W Corzine. Analytic expressions for the reflection delay, penetration depth, and absorptance of quarter-wave dielectric mirrors. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 28(2) :514–524, 1992.

[167] K Iga and HE Li. *Vertical-cavity surface-emitting laser devices.* Springer, 2003.

[168] Bahaa EA Saleh and Malvin Carl Teich. *Fundamentals of photonics.* john Wiley & sons, 2019.

[169] Larry A Coldren, Scott W Corzine, and Milan L Mashanovitch. *Diode lasers and photonic integrated circuits*, volume 218. John Wiley & Sons, 2012.

[170] Clément Arlotti. *Conception et analyse de micro-résonateurs optiques pour la génération de peignes de fréquences.* Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier-Toulouse III, 2017.

[171] E Popov and L Mashev. Dispersion characteristics of multilayer waveguides. *Optics communications*, 52(6) :393–396, 1985.

[172] Aref Chowdhury and Leon McCaughan. Continuously phase-matched m-waveguides for second-order nonlinear upconversion. *IEEE Photonics Technology Letters*, 12(5) :486–488, 2000.

[173] B Oster and H Fouckhardt. Variations of optical m-waveguides for direct phase matching in algaas. *IEEE Photonics Technology Letters*, 13(7) :672–674, 2001.

[174] A-L Fehrembach, Boris Gralak, and A Sentenac. Vectorial model for guided-mode resonance gratings. *Physical Review A*, 97(4) :043852, 2018.

[175] Shanhui Fan and John D Joannopoulos. Analysis of guided resonances in photonic crystal slabs. *Physical Review B*, 65(23) :235112, 2002.

[176] P Paddon and Jeff F Young. Simple approach to coupling in textured planar waveguides. *Optics letters*, 23(19) :1529–1531, 1998.

[177] Junichi Inoue, Toshiki Kusuura, Keita Akamatsu, and Shogo Ura. Design of a narrowband retroreflector based on guided-mode resonance. *JOSA A*, 37(4) :579–583, April 2020.

[178] Kenji Kintaka, Toshiki Kusuura, Junichi Inoue, and Shogo Ura. Thin-film narrowband retroreflector based on waveguide grating structure. *IEEE Photonics Technology Letters*, 32(15) :933–936, 2020.