UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE ECOLE DOCTORALE SCIENCES POUR L'INGENIEUR

Thèse

pour obtenir le grade de DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

> Spécialité MICRO ET NANOTECHNOLOGIES

Présentée et soutenue publiquement par Maxence HOFMAN

Numéro d'ordre : 40643

COMPOSANTS OPTIQUES A BASE DE CRISTAUX PHOTONIQUES POUR APPLICATIONS A L'IMAGERIE INFRAROUGE

Soutenue le 23 novembre 2011

Frédérique de Fornel Olivier Vanbésien Didier Lippens Eric Cassan Gilles Lerondel Boris Gralak Présidente Directeur Codirecteur Rapporteur Examinateur

REMERCIEMENTS

Ce travail de thèse a été effectué à l'Institut d'Electronique de Microélectronique et de Nanotechnologies dirigé par Monsieur Lionel Buchaillot.

Tout d'abord je tiens à remercier Frédérique de Fornel, Boris Gralak, Eric Cassan et Gilles Lerondel d'avoir accepté de faire partie de ce jury de thèse.

Mes remerciements s'adressent également aux personnes qui ont fait de ces trois ans de thèse une expérience enrichissante.

Un grand merci à Olivier Vanbésien, qui a dirigé cette thèse, merci pour sa disponibilité, son soutien et pour ses remarques constructives qui ont su orienter ces travaux dans la bonne direction. Merci également pour le temps passé à relire et surtout corriger ce manuscrit et d'avoir descellé les quelques erreurs disséminées par-ci par-là (ironique).

Je tiens à remercier également Didier Lippens, co-directeur de cette thèse, de m'avoir accueilli au sein de l'équipe DOME, qu'il dirige, merci pour ses conseils et éclaircissements sur certains aspects scientifiques.

Merci également, à Christiane Legrand, Francois Vaurette, Marc Francois, Pascal Tilmant, David Troadec et Christophe Boyaval ainsi qu'à l'équipe EPIPHY pour leurs aides indispensables à la réalisation technologiques de nos composants.

Merci à Frédérique de Fornel, Benoit Cluzel et Geoffroy Scherrer et toute l'équipe de Champ proche de Dijon pour les mesures effectuées et l'accueil que j'ai reçu lors de ces campagnes de mesures.

Merci à Boris Gralak, Wojciech Smigaj et Sébastien Guenneau de l'équipe CLARTE de l'Institut Fresnel de Marseille pour leurs idées novatrices.

Merci également aux membres de l'équipe DOME pour leur bonne humeur et leur sympathie. Xavier Mélique qui a été indispensable pour comprendre les problèmes liés à la fabrication, Ludovic Burgnies, Véronique Sadaune, merci également aux anciens doctorants, Nathalie, Gregory, Charles, Fuli et à la nouvelle doctorante et collègue de TP, Nadia. Une mention spéciale pour Eric Lheurette avec qui j'ai partagé un bureau lors de ces trois années de thèse, merci pour sa courtoisie, toujours inquiet des chemins pris par chacun pour arriver jusqu'au laboratoire et ses salutations à <u>chacune</u> de mes entrées dans le bureau.

Ce fut un réel plaisir de travailler dans cette équipe.

Enfin une pensée toute particulière pour Elise, ma compagne, Jade, ma fille ainsi que mes parents sans qui la fierté tirée de ces travaux n'auraient aucun sens.

Á Élise, Á Jade...

SOMMAIRE

	7
CHAPITRE 1 : INGENIERIE DE DISPERSION DANS LES CRISTAUX PHOTONIOUES	. 11
1.1 Matériaux Artificiels : Métamatériaux versus Cristaux Photoniques	. 11
1.2 Equation de Maxwell : Des matériaux gauchers aux Cristaux photoniques	. 13
1 2 1 Matériaux gauchers	13
1 2 1 1 Equation de Maxwell nour un milieu linéaire	13
1 2 1 2 Vitesse de phase et de groupe	15
1 2 1 3 CAS PARTICI II IFR : E=11=-1	16
1.2.1.5 Chorneolier $c^{-\mu^{-1}}$	17
1.2.2 Chistatix Photomques	17
1.2.2.1. Medicine de bloch hoque	12
1.2.2.2 Espace di ect/ Espace recipi oque	10
1.2.2.5 La 2011e de Britodin	. 15 21
1.2 1.1D : Le miroir de Brage	. 21
1.2.2 Cristaux photoniquos hidimonsionnols	. ZI 24
1.2.2 Clistada photoliques bidimensionnels	. 24 24
1.3.2.1 Methode FDTD	. 24
1.3.2.2 Diagramme de dispersion	. 20
1.3.2.3 Courbes Iso-Irequences	Z/
1.3.2.4 Exemple : resedu carre 2D	28
1.3.2.4 Notion de mineu effectir	30
1.4 Applications des cristaux protoniques en regime de bande passante	32
1.4.1 Collimation	32
1.4.2 Oltra-refraction : I effet super-prisme	34
1.4.2.1 Sensibilite a l'incidence.	34
1.4.2.2 Sensibilite a la longueur d'onde	35
1.4.3 Refraction negative	36
1.4.3.1 En première bande : AANR (All Angle Negative Refraction)	36
1.4.3.2 En seconde bande : inversion de courbure de bande	38
1.4.4 Synthèse	39
1.5 Conclusion	. 39
Chapitre 2 · Optimisation de la focalisation dans les lentilles à cristaux photoniques	Л 1
2 1 Etat de l'art	41
2 1 1 Dans la littérature : Diverses approches	41
2 1 2 La lentille n=-1 de référence	45
2 1 3 Les challenges	47
2 2 Ontimisation de la transmission	48
2.2. Optimisation de la claismission	18
2.2.1 Le den de l'adaptation à impedance : le probleme de l'incluence infinition de l'incluence infinition de l'incluence infinition de la construction de la constru	
2.2.2 La fentine a guide a injection cone.	51
2.2.3 Les couches anti-renechissances	52
2.2.4 Edicitine Optimale	
2.3 Optimisation de la resolution	
2.3.1 LE CONCEALE	
2.3.2 Introduction de défaute	. 30
2.3.5 IIII JUUULIUII UE UEIdUIS	. כו רא
	. 02

Chapitre 3 : Technologie de fabrication des lentilles à cristaux photoniques	
3.1 Technologie des cristaux photoniques planaires	64
3.1.1 Cristaux photoniques sur membrane	64
3.1.2 Cristaux photoniques sur substrat épais	65
3.1.3 L'hétérostructure semi-conductrice	65
3.1.4 Choix de la résine	
3.1.5 Ecriture par Lithographie électronique	69
3.1.6 Révélation et densification	72
3.1.7 Gravure profonde ICP (Inductive Coupled Plasma)	74
3.2 Défauts de fabrication	76
3.2.1 Le micro-masquage	76
3.2.2 Problème de dimensions aux interfaces	77
3.2.3 Problème de la gravure des trous	79
Chapitre 4 : Caractérisation des lentilles plates à cristaux photoniques	82
4.1 Outil de caractérisation	
4.1.1 Le champ proche	
4.1.2 Le bâti SNOM	
4.1.3 Images et artefacts	
4.1.4 Conclusion	
4.2 Mesure des structures à adaptation d'impédance	
4.2.1 Principe de la mesure en transmission.	
4.2.2 Mesures	
4.2.3 Confrontation Mesure/Simulation	
4.3 Mesures SNOM pour la lentille collé avec et sans défauts.	
4.4 Conclusion	
Chapitre 5 : Tomographie Optique en Réflexion	102
Chapitre 5 : Tomographie Optique en Réflexion 5.1 Introduction	102
Chapitre 5 : Tomographie Optique en Réflexion 5.1 Introduction 5.2 Etat de l'art : vers un système d'imagerie	102
Chapitre 5 : Tomographie Optique en Réflexion 5.1 Introduction 5.2 Etat de l'art : vers un système d'imagerie 5.3 La tomographie	102
Chapitre 5 : Tomographie Optique en Réflexion	
Chapitre 5 : Tomographie Optique en Réflexion	
Chapitre 5 : Tomographie Optique en Réflexion	
Chapitre 5 : Tomographie Optique en Réflexion	
Chapitre 5 : Tomographie Optique en Réflexion	
Chapitre 5 : Tomographie Optique en Réflexion	
Chapitre 5 : Tomographie Optique en Réflexion	
Chapitre 5 : Tomographie Optique en Réflexion	
Chapitre 5 : Tomographie Optique en Réflexion	
Chapitre 5 : Tomographie Optique en Réflexion	
Chapitre 5 : Tomographie Optique en Réflexion	102 102 102 104 104 105 107 108 109 109 111 112 112 114 114 115 115
Chapitre 5 : Tomographie Optique en Réflexion	102 102 102 104 104 105 107 108 109 109 109 109 111 112 112 114 114 115 115 116
 Chapitre 5 : Tomographie Optique en Réflexion	
Chapitre 5 : Tomographie Optique en Réflexion	
Chapitre 5 : Tomographie Optique en Réflexion	102 102 102 102 104 105 107 108 109 109 111 112 114 115 116 116 118
Chapitre 5 : Tomographie Optique en Réflexion	
Chapitre 5 : Tomographie Optique en Réflexion	
Chapitre 5 : Tomographie Optique en Réflexion 5.1 Introduction 5.2 Etat de l'art : vers un système d'imagerie 5.3 La tomographie 5.3.1 Le principe 5.3.2 Le sinogramme 5.3.3 Le théorème de Radon 5.3.4 Problème inverse : la reconstruction d'image 5.3.4.1 La rétroprojection 5.3.4.2 La rétroprojection filtrée 5.3.4.3 Théorème de la coupe-projection (ou coupe centrale) 5.3.5 Limites de la reconstruction par rétroprojection filtrée 5.3.5.1 Nombre insuffisant de projections 5.3.5.2 Discrétisation des mesures 5.3.5.3 Données bruitées 5.4 La tomographie optique en réflexion 5.4.1 Position du problème 5.4.2 Principe 5.4.3 La lentille optimale 5.4.4 Premiers résultats 5.4.4.1 De l'utilité de la lentille : la croix 5.4.4.2 Etude d'une cible circulaire	102 102 102 104 105 107 108 109 111 112 114 115 116 116 116 118 119 119 119 122
Chapitre 5 : Tomographie Optique en Réflexion	102 102 102 104 105 107 108 109 109 111 112 114 115 116 116 118 119 119 119 122 124

5.5 Discussion et perspectives	
5.5.1 Limites de la méthode	130
5.5.2 Avantages	132
5.5.3 Perspectives de cette étude	
5.5.3.1 Fabrication/Mesures	
5.5.3.2 Imagerie 3D	
5.5.3.3 Amélioration du post-traitement	
5.5.3.4 Ouverture sur la tomographie en transmission	135
5.6 Conclusion	136
Chapitre 6 : Prospectives	139
6.1 L'optique de transformation	
6.2 Les lentilles à gradient d'indice à base de cristaux photoniques.	143
6.2.1 Le principe	
6.2.2 Etude de la lentille à gradient d'indice à base de trous.	145
6.2.3 Etude de la lentille à gradient d'indice à base de piliers.	146
6.2.4 Fabrication des prototypes	152
6.3 Le "Tapis magique"	155
6.3.1 Le principe	155
6.3.2 La fabrication	158
6.3.3 Vérification expérimentale	159
6.4 CONCLUSION	
CONCLUSION GENERALE	163
Publications	174

INTRODUCTION GENERALE

Dans le domaine de la nanophotonique, l'apparition il y a maintenant plus de vingt ans des cristaux photoniques a permis la conception d'applications réellement performantes notamment dans le domaine des lasers infrarouges[1-6] avec la possibilité d'exploiter des cavités ultra-résonnantes ou dans le domaine du guidage avec les fibres optiques micro-structurées[7-10]. Autour de ces deux applications phares, la recherche reste toujours aussi active et s'est enrichie et structurée avec l'apparition successive des métamatériaux et de l'optique de transformation.

Si initialement, les matériaux artificiels étaient conçus pour leurs propriétés de bande interdite (pour interdire la propagation des ondes)[11-16], les recherches récentes se consacrent aujourd'hui à une véritable ingénierie de la dispersion en structurant la matière à diverses échelles par rapport à la longueur d'onde de travail visée. Il ne s'agit plus seulement de bloquer la propagation mais plutôt de « contrôler » cette dernière à volonté[17-26].

Ainsi, chronologiquement, à la suite de cristaux photoniques correspondant à une échelle de structuration de la matière voisine du quart ou de la demie longueur d'onde, sont apparus les métamatériaux avec la volonté de structurer les matériaux à une échelle inférieure au dixième de longueur d'onde pour permettre une ingénierie volumique des paramètres effectifs que sont perméabilité, permittivité, indice de réfraction et impédance de surface. Les challenges se situent non seulement dans les effets physiques exploités pour obtenir les valeurs souhaitées de paramètres effectifs (positifs, négatifs, compris entre 0 et 1,...) mais également dans les matériaux (métaux, diélectriques, ferroélectriques, ...) et techniques de fabrication disponibles. En effet, dès l'infrarouge les techniques issues des nanotechnologies sont requises au vu des échelles de structuration à atteindre et les verrous technologiques sont encore nombreux.

Plus récemment, tout d'abord théoriquement puis très progressivement d'un point de vue expérimental, la notion d'optique de transformation (applicable sur l'ensemble du spectre électromagnétique et pas seulement aux longueurs d'onde microniques et submicroniques) est apparue pour intensifier encore plus la qualité du contrôle sur la propagation des ondes par une ingénierie localisée des paramètres constitutifs des matériaux. De multiples propositions de coques d'invisibilité, tapis magiques, pièges à photons et autres hyperlentilles ont foisonnées, propositions excitantes parfois accompagnées de premières réalisations montrant la faisabilité des concepts. Dans ce domaine, la principale difficulté en optique est que l'échelle de structuration est nanométrique tandis que le dispositif à réaliser se doit d'être macroscopique à l'échelle du mètre. Or actuellement, la portée des designs proposés ne dépasse pas quelques longueurs d'onde.

Dans ce vaste ensemble, les enjeux applicatifs n'apparaissent pas toujours clairement, mais il est indéniable que de vastes secteurs, partant des télécommunications jusqu'au biomédical en passant par le développement durable, puissent bénéficier des retombées des recherches actuelles. Nous inscrirons notre travail dans cet esprit de recherche d'applications à partir de prototypes plus « physiques » développés dans notre laboratoire. Ce travail s'inscrit dans le cadre d'un projet ANR PNANO appelé « FANI » pour « Focalisation et Adressage pour la Nanophotonique Intégrée ». Il a impliqué à divers niveaux trois partenaires : l'Institut Carnot de Bourgogne (ICB) de l'Université de Dijon et plus particulièrement l'équipe champ proche de Frédérique de Fornel , l'Institut Fresnel de l'Université de Marseille avec principalement les travaux dirigés par Boris Gralak et l'IEMN au sein du groupe DOME (Dispositifs Opto et Micro Electroniques) mené par Didier Lippens. Ce travail s'inscrit dans la suite de la thèse de Nathalie Fabre.

Dans ce travail, les longueurs d'onde visées se situent autour de 1.55 μ m. Historiquement, c'est une fenêtre privilégiée des télécommunications compatible avec le savoir-faire de notre laboratoire en termes de (nano)technologie des semi-conducteurs. Les techniques d'usinage de ces matériaux diélectriques, sur la base d'hétérostructures, ont permis la fabrication de cristaux photoniques bidimensionnels de très bonne qualité depuis plusieurs années. Parallèlement, dans la communauté, l'illustration du concept d'ingénierie de dispersion s'est longtemps focalisée sur la notion de «réfraction négative » et la possibilité de concevoir une «lentille parfaite » ou « superlentille », plane de surcroît, permettant d'obtenir une image non limitée par les critères de résolution classique grâce au phénomène d'amplification des ondes évanescentes. Comme nous le verrons ultérieurement, même si les débats autour des propositions restent d'actualité, nombre d'équipes de recherches dont la nôtre, se sont intéressées à concevoir des prototypes exploitant ces effets nouveaux. Dans le cadre des cristaux photoniques, un premier résultat a été obtenu (calculé, fabriqué, mesuré, analysé) lors de la thèse de Nathalie Fabre en 2007. Loin de l'idéalité en termes de résolution (0.8 λ) et d'intensité de l'image obtenue (< 1% de l'image source), le premier objectif de nos travaux fut d'envisager l'optimisation de ces deux figures de mérite.

Ensuite au-delà de l'objet « lentille » fabriqué et caractérisé, notre réflexion s'est portée sur la recherche d'une application dans le domaine de la détection de cibles et de l'imagerie pour laquelle l'utilisation d'une telle lentille plate pourrait apporter un réel avantage par rapport aux techniques classiques. Une première réponse a été apportée avec la proposition d'une approche originale de tomographie (optique) en réflexion. Parallèlement, d'autres dispositifs alternatifs basés sur une ingénierie localisée de l'indice de réfraction ont été étudiés afin de dépasser la simple exploitation d'un indice de réfraction égal à -1 et élargir le champ d'applications potentielles de nos travaux.

Le manuscrit est divisé en trois parties, principes et fondements, fabrication et caractérisation et applications prospectives, formant six chapitres.

Dans le premier chapitre, nous passons en revue les propriétés de dispersion des cristaux photoniques en les réinscrivant dans le cadre général des matériaux artificiels. Un bref rappel des fondamentaux sur les cristaux bidimensionnels pour l'étude des structures de bandes est fait, avant de présenter les différents régimes de réfraction extraordinaires que l'on peut mettre en évidence en exploitant l'isotropie et/ou l'anisotropie des courbes de dispersion.

Les propriétés de réfraction négative sont plus amplement détaillées dans le second chapitre qui propose une étude complète d'une lentille plate à cristaux photoniques ainsi que les solutions envisagées pour en optimiser la résolution et l'adaptation à son milieu environnant.

Dans la seconde partie, ces stratégies sont mises en application avec les aspects de fabrication détaillés dans le troisième chapitre, tandis que le quatrième montre les résultats de caractérisation en microscopie optique en champ proche (ICB / Université de Dijon) et les interprétations qui en sont faites, en recourant notamment aux résultats de simulations tridimensionnelles.

Dans la troisième partie du manuscrit, deux nouvelles voies de recherche sont ouvertes. Le chapitre cinq concerne l'insertion de la lentille plate développée dans les chapitres précédents dans un système de détection et d'imagerie inspiré des techniques de tomographie en réflexion. Dans le dernier chapitre, des dispositifs issus des techniques de l'optique de transformation de type lentilles à gradient d'indices et tapis magique sont étudiés afin d'élargir notre champ d'applications.

CHAPITRE 1 : INGENIERIE DE DISPERSION DANS LES CRISTAUX PHOTONIQUES

1.1 Matériaux Artificiels : Métamatériaux versus Cristaux Photoniques

Dans le domaine des métamatériaux artificiels métalliques, métallo-diélectriques et diélectriques, il existe deux démarches distinctes menant à la notion générale d'ingénierie de dispersion. Chacune utilise les concepts de la communauté scientifique dont elle est issue : ingénierie de permittivité (ϵ) et de perméabilité (μ) pour les électromagnéticiens (métamatériaux)[27-29] et ingénierie d'indice de réfraction (*n*) pour les opticiens (Cristaux Photoniques)[30-35].

Les deux approches peuvent bien évidemment être comparées grâce à la relation $n^2=\epsilon\mu$. A partir de cette simple constatation, on peut remarquer que les électromagnéticiens sont "gâtés" dans la mesure où ils possèdent deux paramètres effectifs dont ils peuvent faire varier les valeurs tandis que les opticiens n'en ont qu'un seul, l'indice de réfraction *n* principalement relié à ϵ car μ est généralement égal à 1 en optique. On peut noter que pour les électromagnéticiens il est toutefois plus difficile de contrôler la perméabilité que la permittivité.

Nous verrons que cette première assertion est vérifiée dès que l'on explore le domaine des longueurs d'onde de l'infrarouge et de l'optique. Pour compléter les liens entre les différents paramètres, il est indispensable d'introduire la notion d'impédance de surface, dont nous verrons toute l'importance tout au long de ce manuscrit, $Z^2=\mu/\epsilon$. Ce quatrième paramètre est sans conteste le plus délicat et le plus difficile à maitriser dans le domaine des matériaux artificiels. C'est pourtant un paramètre fondamental pour les applications dans la mesure où lui seul fixera l'efficacité du dispositif envisagé et de son interfaçage ("adaptation" avec le monde extérieur).

Ainsi en caricaturant un peu la réalité et en simplifiant les démarches de conception, on peut séparer les approches de type "métamatériaux" de celles de type "cristaux photoniques". Pour les premiers, l'approche est de type "milieu effectif" avec une structuration de la matière largement inférieure à la longueur d'onde de travail. Dans ce cas, dans une matrice donnée, il est possible d'introduire des "particules" dont les propriétés effectives de permittivité et de perméabilité peuvent être décrites par des lois analytiques de type "Drude" ou "Lorentz" permettant de synthétiser toutes les valeurs possibles pour ces deux paramètres (négatives, positives mais aussi entre 0 et 1). Un mélange des deux peut alors amener si ε et μ sont négatives simultanément, un indice de réfraction lui aussi

négatif. En ajustant les variations, la valeur "spécifique" n=-1 peut être obtenue (intéressante pour des effets de focalisation, voir §4.3) et avec de la chance Z=1 (ce qui impose $\varepsilon = \mu = -1$) également obtenue.

Un tel quadruplet permettrait en théorie d'obtenir des propriétés tout à fait extraordinaires permettant la création de lentilles parfaites ou superlentilles [36], de pièges à photons[37], etc... Cela a amené également des débats théoriques sur la pertinence d'une telle description en paramètres effectifs, débats non encore complètements tranchés.

En général, la réalité expérimentale est moins idéale, les valeurs ε , μ , n et Z sont des grandeurs complexes et les parties imaginaires traduisant les pertes sont rarement négligeables dans les régimes de fonctionnement envisagés. De plus, les dispositifs conçus sont intrinsèquement dispersifs limitant les applications envisagées, notamment en optique.

Cette première démarche "électromagnétique" a été largement utilisée pour concevoir des dispositifs de type "métamatériaux" en micro-ondes[38,39] puis aux TeraHertz[22] avec quelques extensions vers l'infrarouge[40]. Néanmoins la taille des particules constituantes étant proportionnelle à la longueur d'onde (et de l'ordre de $\lambda/10$) on atteint rapidement des dimensions nanométriques lorsque l'on s'approche de l'optique et la fabrication du matériau devient un challenge de plus en plus ardu.

C'est ainsi qu'en optique, l'ingénierie de dispersion s'est naturellement tournée vers les cristaux photoniques. Initialement ces matériaux étaient étudiés pour leur capacité à bloquer la propagation des photons[16,32,41], plus récemment la communauté scientifique s'est intéressée à leur aptitude à contrôler avec précision leur propagation sous le vocable général d'ultra-réfraction[42]. Nous verrons dans ce chapitre l'ensemble des propriétés offertes par ces cristaux photoniques, dont nous exploiterons certaines, notamment la réfraction négative dans la suite de ce manuscrit. Retenons pour le moment, qu'il s'agit de structures tout diélectriques, usinées à l'échelle de $\lambda/2$ à $\lambda/4$ ce qui les rend compatibles avec des applications en optique (λ ~1µm) avec les technologies actuelles de la micro- et de la nano-électronique.

Ce chapitre introductif se propose donc, en partant des équations constitutives de ces matériaux, d'explorer leurs propriétés (principalement pour les réseaux bidimensionnels) dans le but de concevoir des dispositifs fabricables et caractérisables exploitant ces effets de réfraction "extraordinaire" qui les rapprochent dans ce cas des "métamatériaux" ou "matériaux gauchers" malgré des degrés de liberté de conception moindres.

1.2 Equation de Maxwell : Des matériaux gauchers aux Cristaux photoniques

1.2.1 Matériaux gauchers

1.2.1.1 Equation de Maxwell pour un milieu linéaire

Dans un milieu diélectrique linéaire, en prenant comme hypothèse qu'il n'y a aucune densité de courant ni aucune densité de charge. On peut écrire à partir des équations de Maxwell :

$$\begin{cases} \vec{\nabla} \times \vec{\mathsf{E}} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \times \vec{\mathsf{H}} = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \end{cases}$$
(1.1)

Pour des solutions de type harmonique et en considérant une onde plane progressive se dirigeant selon la direction \vec{k} , les champs sont proportionnels à $e^{i(\vec{k}.\vec{r}-\omega t)}$. On peut alors en déduire à partir des équations (1.1) :

$$\begin{cases} \vec{k} \times \vec{E} = \omega \mu \vec{H} \\ \vec{k} \times \vec{H} = -\omega \varepsilon \vec{E} \end{cases}$$
(1.2)

A partir des équations (1.1) et (1.2), on voit que dans un matériau dont l'indice de réfraction est positif (μ >0 et ϵ >0), les vecteurs du champ électrique \vec{E} , du champ Magnétique \vec{H} et le vecteur d'onde \vec{k} forment un trièdre direct comme le montre la figure 1.1a. Les directions de ces champs peuvent être représentées par la règle de la main droite (\vec{E} : pouce; \vec{H} : index; \vec{k} : majeur). On parle alors de matériau droitier. Ce n'est plus le cas pour des matériaux à indice négatif (μ <0 et ϵ <0) [43]. Dans un matériau à indice de réfraction négatif, ou matériau main gauche, le champ électrique \vec{E} , le champ magnétique \vec{H} et le vecteur d'onde \vec{k} forment un trièdre indirect dont les directions suivent alors le principe de "la main gauche"(Fig 1.1b).



Figure 1.1 : a) trièdre direct représentant le matériau main droite et b) trièdre indirect représentant le matériau main gauche

Pour un dispositif hétérogène, la relation de continuité des ondes est conservée dans le cas des matériaux gauchers. Ceci implique que, pour assurer la conservation des composantes tangentielles de E et de H et des composantes normales de D et de B à l'interface entre deux milieux d'indices respectifs n_1 et n_2 , on ait :

$$\begin{cases} \vec{n}_{12} \times (\vec{E}_2 - \vec{E}_1) = \vec{0} \\ \vec{n}_{12} \times (\vec{H}_2 - \vec{H}_1) = \vec{0} \\ \vec{n}_{12} \cdot (\vec{D}_2 - \vec{D}_1) = \vec{0} \\ \vec{n}_{12} \cdot (\vec{B}_2 - \vec{B}_1) = \vec{0} \end{cases}$$
(1.3)

Avec \vec{n}_{12} la normale à l'interface dirigée du milieu 1 vers le milieu 2, $\vec{D} = \varepsilon \vec{E}$ et $\vec{B} = \mu \vec{H}$. Ces relations traduisent le fait que dans un matériau droitier, lorsqu'un rayon incident traverse une interface, le vecteur d'onde transmis se retrouvera dans l'autre demi-plan défini par la droite perpendiculaire à l'interface(Fig 1.2a), contrairement aux matériaux gauchers où le vecteur d'onde transmis reste dans le même demi-plan que le vecteur d'onde incident. Il a toutefois la particularité d'être dirigé dans le sens opposé à la propagation(Fig 1.2b).



Figure 1.2 : Composantes du vecteur d'onde à l'interface traversant deux milieux a) positif-positif et b) positif-négatif.

1.2.1.2 Vitesse de phase et de groupe

La propagation d'ondes dans un milieu peut être caractérisée par deux grandeurs homogènes à des vitesses : la vitesse de phase et la vitesse de groupe. La vitesse de phase est par définition la vitesse de propagation d'une onde monochromatique dans le milieu. Dans le vide, cette valeur est égale à la vitesse de la lumière c. Dans le cas d'un matériau homogène d'indice de réfraction n (avec $n^2=\epsilon\mu$), cette vitesse est égale à $\frac{c}{n}$. Si le matériau est dispersif, cette valeur peut varier en fonction de la pulsation et la vitesse de phase perds sa signification physique. On a alors une vitesse de phase égale à :

$$v_{\varphi} = \frac{\omega}{k}.$$
 (1.4)

Dans le cas particulier d'un matériau main gauche, la vitesse de phase et la vitesse de groupe sont dans des directions opposées. La vitesse de groupe est quant à elle associée à la vitesse de propagation de l'énergie d'un paquet d'onde, elle correspond à la vitesse de propagation des extrema du paquet d'onde et est égale à :

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} \tag{1.5}$$

La vitesse de groupe est donc définie comme étant la dérivée locale de la branche de dispersion étudiée. Dans le cas d'un matériau main gauche, la vitesse de groupe suit la direction $-\vec{k}$, donc dans le sens opposé à la vitesse de phase. Le vecteur de Poynting défini par $\vec{P} = \vec{E} \times \vec{H}$ donne la direction de propagation de l'énergie de l'onde. Il suit également la direction $-\vec{k}$ comme la vitesse de groupe. Il n'y a alors pas violation du principe de causalité car l'énergie se déplace dans la même direction pour un matériau gaucher ou droitier.

Ces nouvelles propriétés et ce changement de signe de n induisent de nouveaux phénomènes physiques. Attardons nous sur les conséquences sur la loi de Snell-Descartes, notamment pour le cas particulier $\varepsilon = \mu = -1$.

1.2.1.3 CAS PARTICULIER : ε=μ=-1

Dans l'ensemble des opportunités offertes par cette ingénierie de matériaux, il est un cas particulièrement attractif, à savoir $\varepsilon = \mu = -1$ (qui donne également n=-1 et Z=1). Sans discuter pour le moment de l'existence possible d'un tel matériau "idéal" (au sens de "sans pertes"), envisageons-en les conséquences en termes de réfraction.

Comme le montre la figure 1.3, à l'interface entre de l'air et un tel matériau, une réfraction dite négative peut être observée, en généralisant la loi de Snell-Descartes. Une source ponctuelle dans l'air (composantes propagatives de cette dernière) se retrouve focalisée dans le matériau. Si l'on présente ensuite une seconde interface 'matériau-air', le même effet est reproduit et l'on se refocalise dans l'air derrière cette tranche de matériau. C'est l'expérience de la "lentille plate". Si on s'intéresse maintenant aux composantes évanescentes de la source, les équations de Maxwell nous montrent que celles-ci (si notre modèle harmonique reste valable) seraient amplifiées dans le milieu gaucher. Ainsi, géométriquement, leur amplitude initiale se retrouve exactement au second point de focalisation.



Figure 1.3: Focalisation théorique des ondes propagatives a) et évanescentes b) dans une lentille d'indice n=-1.

Comme toutes les composantes, propagatives et évanescentes, de la source ponctuelle se retrouvent en ce point, on obtient alors une "résolution infinie" et la notion de "superlentille" aux qualités bien supérieures par rapport aux lentilles classiques limitées par le critère de Rayleigh (ici $\lambda/2$ dans l'air).

Lentille parfaite ou illusion d'optique? Depuis la proposition, le débat est intense. La notion même d'amplification des ondes évanescentes laisse sceptique nombre de chercheurs car cela introduit une solution divergente dans les équations de Maxwell pour un milieu semi-infini. A cela, il a été rétorqué qu'un tel matériau artificiel ne pouvait être semi-infini et qu'il existait des pertes de

propagation. Il a été également montré qu'aucune solution harmonique correcte des équations de Maxwell ne peut être obtenue avec $\varepsilon = \mu = -1$ conduisant à cette résolution infinie. Faut-il pour autant abandonner une telle recherche?

Nous répondrons ici bien évidemment par la négative, en essayant via les cristaux photoniques de nous approcher du cas idéal. Nous verrons que si des valeurs de ε et de μ négatives (et donc un n négatif) peuvent être synthétisées, sans être pour autant égales à -1 simultanément mais en donnant un indice de réfraction égal à -1, d'autres effets liés à l'échelle de structuration du matériau vont permettre d'élaborer une lentille plate convergente pour une source ponctuelle.

Nous verrons également que dans le cas des cristaux photoniques, la notion d'amplification des ondes évanescentes sera substituée à la notion d'excitation de modes d'interfaces pour tenter d'expliquer le passage de la résolution sous le critère de Rayleigh.

Enfin et surtout, même si la recherche de paramètres effectifs décrivant le cristal photonique sera tentée (voir §3.3), il conviendra de rester prudent sur ces notions au vu de l'échelle de structuration, où diffraction et réfraction sont en compétition, et où également dominent les effets de périodicité que nous allons maintenant aborder.

1.2.2 Cristaux Photoniques

1.2.2.1. Théorème de Bloch-Floquet.

A partir des équations (1.1) en considérant des solutions harmoniques et en isolant le champ magnétique on obtient :

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\varepsilon} \vec{\nabla} \times \vec{H}\right) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \vec{H}$$
(1.6)

Où ε représente la fonction diélectrique du milieu, c représente la vitesse de la lumière dans le vide et \vec{H} le champ magnétique. Lorsque ε est périodique on peut utiliser le théorème de Bloch-Floquet permet de réécrire les solutions du champ \vec{H} sous la forme [30] :

$$\vec{H}(\vec{r}) = \vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r})e^{ik.\vec{r}}$$
 (1.7)

Avec \vec{r} les coordonnées d'espace et $\vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r})$ fonction périodique dans l'espace, \vec{k} vecteur d'onde. L'équation (1.6) devient :

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\varepsilon} \vec{\nabla} \times \vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r}) e^{i\vec{k}\vec{r}}\right) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r}) e^{i\vec{k}\vec{r}} \quad (1.8)$$

Soit :

$$\Theta_k \vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r}) = \left(\frac{\omega(\vec{k})}{c}\right)^2 \vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r})$$
(1.9)

En introduisant l'opérateur : $\Theta_k = (i\vec{k} + \vec{\nabla}) \times (\frac{1}{\varepsilon}(i\vec{k} + \vec{\nabla}) \times (\vec{k} + \vec{\nabla}))$

On obtient ainsi une équation aux valeurs propres, dont les solutions $\omega(\vec{k})$ constituent les courbes de dispersion dans le cristal. Les solutions étant elles-mêmes périodiques, il est possible de représenter la totalité des solutions sur un graphe réduit à la zone de Brillouin dans l'espace réciproque.

1.2.2.2 Espace direct/ Espace réciproque

Un réseau cristallin 1D, 2D ou 3D est défini dans l'espace réel (ou direct) par sa structuration, selon le type de maille (carré, hexagonal, etc.. pour les cas bidimensionnels) et ses dimensions (période, forme et taille du motif). Les vecteurs de base de la maille élémentaire définissent une base \vec{a}_i qui représente les vecteurs primitifs du réseau. L'ensemble des structures périodiques 1D, 2D ou 3D ont été classifiées selon leurs propriétés géométriques et appelées "réseaux de Bravais". Un tel réseau peut être également défini dans un espace réciproque défini par une base de vecteurs propris \vec{b}_j définis selon le produit scalaire : $\vec{a}_i \vec{b}_j = 2\pi\delta_{ij}$. Ce réseau réciproque a les mêmes propriétés de symétrie que le réseau de Bravais. C'est cette base qui va nous permettre de définir la zone de Brillouin dans l'espace des vecteurs d'onde (réseau réciproque) pour représenter les courbes de dispersion.

1.2.2.3 La zone de Brillouin

La zone de Brillouin irréductible dans l'espace réciproque est l'équivalent de la cellule élémentaire pour un réseau de Bravais dans l'espace réel. On peut y définir une cellule élémentaire correspondant à la zone définie par les plans médiateurs entre chaque motif de la maille représentant les points de hautes symétries du réseau réciproque. Chaque point de l'espace contenu dans cette zone de Brillouin irréductible est donc plus proche du nœud d'un réseau que des autres nœuds. Pour illustrer simplement cet aspect, restreignons-nous aux réseaux bidimensionnels qui seront ceux que nous étudierons dans les chapitres suivants. La figure 1.4 représente la zone de Brillouin irréductible pour un réseau carré. La périodicité de cette cellule élémentaire permet de résoudre les équations de Maxwell en utilisant la décomposition en ondes de Bloch présentée dans le paragraphe précédent.



Figure 1.4 : Représentation d'un réseau carré dans l'espace réel et l'espace réciproque avec la première zone de Brillouin associée.

La figure 1.5 représente l'espace direct et réciproque ainsi que la première zone de Brillouin pour un réseau carré et triangulaire. On définit également par symétrie, la zone de Brillouin réduite (Γ MX pour le réseau carré et Γ MK pour le réseau triangulaire). La connaissance de la structure de bandes dans cette zone de Brillouin réduite est suffisante pour connaître l'ensemble des modes de propagation dans le cristal si on considère ce dernier comme ayant une périodicité infinie dans chaque direction du plan.



Figure 1.5 : Tableau représentant l'espace direct et réciproque pour un réseau carré et hexagonal.

La cellule élémentaire dans l'espace direct est aussi définie par son facteur de remplissage. Celui-ci est le rapport entre l'aire occupée par la particule élémentaire et l'aire de la cellule élémentaire. Pour le cas d'une particule circulaire de rayon R dans une cellule de base de dimension a, le facteur de remplissage est égal à :

$$-\frac{\pi R^2}{a^2}$$
 pour un réseau carré
$$-\frac{2\pi R^2}{\sqrt{3}a^2}$$
 pour un réseau hexagonal.

Ces notions de facteur de remplissage, de zone de Brillouin, de vitesse de phase et de groupe, et de diagramme de dispersion vont être nos principaux outils pour l'étude du comportement d'un cristal photonique.

1.3 Description des cristaux photoniques 1D-2D

Dans ce chapitre, nous nous limiterons à explorer les propriétés d'un cristal 1D pour comprendre l'origine des bandes interdites puis des structures 2D qui seront les seules que nous serons en mesure de fabriquer et d'exploiter dans la suite. L'exploitation pour des applications de cristaux 3D (Yablonovite ou tas de bois) en optique pour leurs propriétés d'ultra-réfraction ou de réfraction négative reste à ce jour hors de notre portée alors que leur fabrication est de plus en plus mature à travers le monde.

1.3.1 1D : Le miroir de Bragg

La forme la plus simple d'un cristal photonique que l'on peut étudier est le miroir de Bragg étudié en 1887 par Rayleigh. Ce cristal 1D est très utile pour comprendre les principaux phénomènes physiques présents également dans les cristaux 2D et 3D comme l'ouverture de bandes interdites photoniques.

Dans un matériau, une bande interdite photonique est créée lorsqu'il existe un contraste périodique de la permittivité. Considérons un empilement périodique de couches diélectriques unidimensionnel, de permittivité ε_1 (respectivement ε_2) et d'épaisseur a_1 (respectivement a_2)(Fig. 1.6). La période vaut alors $a_1+a_2=a$. Dans le repère $(0, \vec{i})$, le vecteur $\vec{a} = \vec{a}_i$ définit la maille élémentaire et

le vecteur $\vec{b} = \frac{2\pi}{a}\vec{i}$ définit l'espace réciproque avec la première zone de Brillouin délimitée par $\left[\frac{-\pi}{a}, \frac{\pi}{a}\right]$.



Figure 1.6 : Arrangement périodique de la permittivité dans la direction de propagation

-Considérons le cas asymptotique suivant :

Dans le cas où $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$, le matériau est homogène et il n'existe pas de bande interdite sur la courbe de dispersion (Fig. 1.7). Cette dernière est donc une courbe classique de dispersion $\omega = \frac{ck}{n}$ avec $n = \sqrt{\varepsilon_1}$ qui peut être représenté sur la zone de Brillouin en considérant que le matériau est virtuellement périodique. Au-delà de $\frac{\pi}{a}$ (et en deçà de $-\frac{\pi}{a}$), ω continue à croître, mais dans le cadre d'une description d'un milieu périodique, cela correspondrait à une branche supérieure (mode supérieur) issu de $-\frac{\pi}{a}$ qui croîtrait jusque $+\frac{\pi}{a}$ à nouveau, et ainsi de suite. Il en va de même en deçà de $-\frac{\pi}{a}$. Cela donne naissance au diagramme de bande fictif "replié" entre $-\frac{\pi}{a}$ et $+\frac{\pi}{a}$ de la figure 1.7.



Figure 1.7 : Diagramme de dispersion « périodisé » d'un matériau homogène

Si maintenant ε_1 et ε_2 sont différents, on montre qu'il existe une longueur d'onde, dite longueur d'onde de Bragg telle que :

$$\lambda_{Bragg} = 2.n_{eff}.a \qquad (1.10)$$

Avec n_{eff} , l'indice effectif du milieu et *a* la période du réseau (a_1+a_2) , pour laquelle la réflectivité est maximale. Dans ce cas, pour une onde plane sous incidence normale de vecteur d'onde

 \vec{k} , les réflexions sont en phase et créent une onde réfléchie de vecteur d'onde - \vec{k} . On est dans le cas d'un miroir de Bragg où la transmission est nulle et où il existe des interférences constructives des ondes réfléchies. En conséquence, il existe des bandes de fréquence pour lesquelles la propagation est impossible, ce sont les bandes interdites photoniques(Fig. 1.8).



Figure 1.8 : Diagramme de dispersion d'un matériau formé d'un arrangement périodique de la permittivité

Ce phénomène intervient pour des nombres d'ondes équivalents à $k = \pm \frac{\pi}{a}$ soit en bord de la zone de Brillouin précédemment définie. On peut voir que la courbe de dispersion s'ouvre en bord de gap entre chaque branche, l'allure de la courbe y est alors quasi-plane traduisant une vitesse de groupe nulle. Lorsque cette onde stationnaire est établie il y a de fait une levée de dégénérescence en ces points créant ainsi deux états distincts. L'un localisé dans l'indice haut et l'autre dans la couche à indice plus faible(Fig. 1.9a et b). Ces "modes" de pulsation ω_1 et ω_2 sont séparés par une zone fréquentielle où il n'existe aucun mode pour cette valeur de k. Le saut d'énergie pour passer d'un état à un autre (de $\varepsilon_1 |E_0|^2$ à $\varepsilon_2 |E_0|^2$) n'est alors pas continu et implique un saut fréquentiel ($\hbar \omega_1 \rightarrow \hbar \omega_2$).





Figure 1.9 : Comportement de l'onde dans le réseau pour le mode fonctionnant à la pulsation a) ω_1 *et b*) ω_2

On peut en déduire que la bande interdite photonique sera plus importante si le contraste d'indice entre les deux couches l'est aussi. L'épaisseur de chaque couche influera sur la valeur de la fréquence à laquelle se produit ce gap. La première bande est dite "bande d'indice faible" et la seconde est la "bande d'indice fort". Cette étude peut être étendue aux cristaux photoniques bidimensionnels, dans ce cas on parlera de "bande d'air" et de "bande diélectrique". On y retrouvera les mêmes propriétés de bandes photoniques interdites.

1.3.2 Cristaux photoniques bidimensionnels

1.3.2.1 Méthode FDTD

Les simulations effectuées dans cette thèse sont faites à l'aide du logiciel Fullwave de Rsoft utilisant la méthode FDTD (Finite Difference Time Domain). Cette méthode a été initialement proposée par Yee en 1966[44]. Le principe est de calculer la propagation des ondes électromagnétiques à partir des équations spatio-temporelles de Maxwell. Pour cela il faut un maillage de l'espace Δx , Δy et Δz mais aussi un maillage temporel Δt . La simulation calcule le champ H aux instants n. Δt et le champ E aux instants (n+1). Δt . Il existe alors un critère de stabilité basé sur le pas temporel défini par :

$$\Delta t \le \frac{1}{c\sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}}}$$
(1.11)

Ce critère définit la stabilité de la simulation pour que l'onde qui se propage de cellule en cellule ne saute pas une cellule de Yee de Δt à $\Delta t+1$ faussant ainsi le résultat. Pour la suite des simulations, les pas de calculs spatiaux seront égaux $\Delta x = \Delta y = \Delta z$ (Fig. 1.10). Les conditions limites

permettant d'éviter les réflexions aux bords de la zone de calcul sont par défaut des conditions d'absorption, les PML (Perfect Matched Layers).



Figure 1.10 : Cellule de Yee avec les coordonnées spatiales représentant le point de calcul de chaque champ.

La FDTD permet de connaître l'état stationnaire mais aussi l'état transitoire d'une simulation grâce au calcul temporel ce qui limite aussi cette méthode car il faut calculer chaque champ en tout point pour chaque pas temporel. Les simulations en trois dimensions demandent alors un temps démesuré ainsi que des ressources en mémoires importantes. Il est aussi possible d'obtenir chaque mode résonant à une cellule élémentaire à l'aide d'une seule simulation. Les réponses fréquentielles avec cette méthode sont déduites de l'évolution temporelle par transformée de Fourier. Un premier module BandSolve nous permet d'obtenir les diagrammes de dispersion (donc implicitement de structures périodiques infinies) que nous utiliserons pour décrire les propriétés générales de nos cristaux photoniques 2D. Pour les structures de dimensions finies 2D ou 3D, nous étudierons l'état stationnaire qui peut être obtenu pour différents types d'excitation à une longueur d'onde donnée. L'obtention de spectres de transmission n'est pas immédiate comme dans le cas des simulations par éléments finis même s'ils peuvent être déduits après calculs via une simulation en régime impulsionnel. Néanmoins, en 2D, la FDTD reste un outil très performant permettant l'optimisation des paramètres structuraux d'un réseau en vue d'une application donnée.

1.3.2.2 Diagramme de dispersion

Dans la suite de ce manuscrit, les cristaux photoniques que nous fabriquerons seront par essence des objets tridimensionnels. Néanmoins nous verrons que les propriétés du cristal induites par la périodicité ne dépendront que d'une structuration planaire de la matière, le confinement optique dans la troisième dimension étant assurée par une hétérostructure semi-conductrice simple de type puits quantiques. Ainsi en utilisant une hypothèse de mode dominant dans la direction de cet empilement semi-conducteur, un indice effectif peut être défini et utilisé ensuite dans une description bidimensionnelle des effets induits par la périodicité. C'est pourquoi nous nous limiterons à la présentation des outils "2D" permettant l'analyse de la réfraction dans ces cristaux.

Dans le cas particulier d'une structure bidimensionnelle, la résolution des équations de Maxwell renvoie deux modes de propagation distincts. Le mode de polarisation Transverse Magnétique (TM) où le champ magnétique est dans le plan de propagation et le champ électrique est perpendiculaire au plan de propagation, les composantes du champ électromagnétique sont (Hy,Hz,Ex). Le mode de polarisation Transverse Electrique (TE) où le champ électrique est dans le plan de propagation et le champ magnétique perpendiculaire au plan de propagation (Fig. 1.11), les composantes du champ électromagnétique sont (Ey,Ez,Hx).



Figure 1.11 : Représentation des composantes de champ des deux modes de propagation TE et TM.

Pour chaque polarisation, on peut calculer le diagramme de dispersion avec la méthode des ondes planes[45]. Le diagramme de dispersion est calculé pour les directions de l'espace réciproque suivant un chemin reliant les points de hautes symétrie. Il est aussi possible de calculer les modes de Bloch d'un réseau pour une fréquence donnée dans l'espace des k [kx,ky], on obtient alors la courbe iso-fréquence. Cet outil nous permet de connaître les propriétés d'isotropie dans un réseau à une fréquence donnée ou longueur d'onde donnée. On peut également utiliser ce diagramme pour connaître la direction de propagation d'une onde transmise selon l'angle d'incidence d'une onde excitatrice sur le cristal.

1.3.2.3 Courbes iso-fréquences :

La courbe iso-fréquence est tracée dans la première zone de Brillouin pour toutes les directions du plan [kx,ky]. Elle représente les modes de Bloch se propageant dans le cristal à une fréquence donnée. Chaque point représente une onde de Bloch. La vitesse de groupe de chaque onde est donnée par le gradient en ce point. Pour expliquer la construction d'une courbe iso-fréquence, il faut se rappeler les relations de continuité à l'interface entre deux milieux différents (Fig. 1.12).



Figure 1.12 : Conservation des composantes parallèles du vecteur d'onde lors du passage du milieu 1 au milieu 2

On sait que les composantes tangentielles des champs E et H sont continues à l'interface. On a donc une égalité entre les composantes parallèles des vecteurs d'ondes incidents, réfléchis et transmis:

$$k_{\parallel,incident} = k_{\parallel,r\acute{e}fl\acute{e}chi} = k_{\parallel,transmis}$$
(1.12)

Avec $k_{i\parallel} = n_i \sin(\theta_i)$.

On sait que dans un milieu homogène $k = \frac{n\omega}{c}$ avec $k^2 = k_{\perp}^2 + k_{\parallel}^2$.

On a alors :
$$k_{\parallel}^2 + k_{\perp}^2 = \left(\frac{n_i \omega}{c}\right)^2 (i = 1, 2)$$
 (1.13)

Cette équation nous permet de voir que dans un milieu homogène d'indice n_i la courbe équifréquence est un cercle concentrique. Si maintenant on s'intéresse au comportement des vecteurs d'ondes à l'interface entre deux milieux homogènes d'indice n_1 et n_2 , alors il faut tracer un cercle pour chaque milieu dans la première zone de Brillouin. Ainsi pour chaque angle incident de composante k_i , on peut en déduire la composante réfléchie k_r du vecteur d'onde ainsi que l'angle de la composante transmise k_t (Fig . 1.13). Le tracé de ces cercles nous donne une information visuelle immédiate de la direction que prendra l'onde après le passage d'un milieu à un autre.



Figure 1.13 : Tracé des composantes des vecteurs d'ondes à partir des courbes iso-fréquences.

La simulation de ces courbes permet également d'accéder à l'information sur l'isotropie du milieu. Si la courbe iso-fréquence, représentant les rayons réfractés dans le deuxième milieu, est un cercle, et que pour chaque rayon incident il existe un rayon réfracté, alors le second milieu est isotrope. C'est une propriété qui sera utilisée pour l'étude de la lentille à indice de réfraction négatif car cette dernière nécessite dans le cas idéal un milieu isotrope.

1.3.2.4 Exemple : réseau carré 2D

Pour mieux comprendre ces notions, nous étudions les diagrammes de bandes et les courbes iso-fréquences d'un réseau carré de piliers d'indice 3.26 placés dans l'air (n=1). La période est de 450nm pour un diamètre de pilier de 325nm et les polarisations TE et TM sont étudiées. La figure 1.14 représente pour chaque polarisation, le diagramme de bande pour les trois premières bandes d'énergie, ainsi que les courbes iso-fréquences pour les deux premières bandes d'énergie.

Réseau carré



Figure 1.14 : Diagrammes de dispersion et courbes équi-fréquences associées pour les deux modes TE et TM du réseau carré.

Pour la première bande d'énergie, quelque soit la polarisation, les courbes iso-fréquences sont des cercles concentriques. Pour tout angle incident il existe un mode de Bloch réfracté dont le module du vecteur d'onde reste identique, on parle alors d'isotropie. Dans ce cas de figure on a une fréquence normalisée a/λ petite. L'onde traversant le milieu ne "perçoit" pas le réseau. La pente de la bande permet alors de définir un indice de réfraction effectif de type ($k = \omega/cn$) avec n évidemment positif dans ce régime. Toujours sur la première bande et lorsque l'on s'approche du point de haute symétrie X, les courbes ne sont plus des cercles. La forme obtenue peut toutefois être exploitée pour créer des composants photoniques tels que le collimateur qui sera présenté ci-dessous.

Pour la seconde bande, a/λ devient non négligeable et l'onde est perturbée par le réseau carré pour les deux polarisations. On voit que pour cette bande d'énergie, la forme prise par les courbes isofréquences sont proches de la forme du réseau. On pourra alors utiliser les informations fournies par ces courbes iso-fréquences associées au diagramme de bande pour diverses applications développées par la suite. Entre ces bandes apparaissent des bandes interdites incomplètes soit en polarisation TE soit en polarisation TM, sans recouvrement pour les dimensions et facteurs de remplissage choisis ici. Nous verrons néanmoins qu'il pourra être intéressant d'exploiter un mode particulier (TE ou TM) "propagatif" tandis que l'autre est en régime de bande interdite notamment pour les applications en réfraction négative.

1.3.2.5 Notion de milieu effectif

Comme nous l'avons évoqué dans le premier paragraphe de ce chapitre, pour dissocier les approches métamatériaux et cristaux photoniques, le recours aux paramètres effectifs de perméabilité, de permittivité, d'indice de réfraction et d'impédance est toujours d'un grand intérêt pour le développement d'applications performantes. Une telle démarche est-elle envisageable pour la seconde bande d'un cristal photonique pour laquelle les valeurs de a/λ deviennent critiques pour la notion d'homogénéisation?

A partir des valeurs de transmission et de réflexion d'une tranche de cristal, il est possible de retrouver les paramètres effectifs d'un matériau par inversion de Fresnel[46]. Dans le cas d'un cristal photonique en régime de réfraction négatif peut-on alors en déduire des valeurs effectives de la perméabilité et de la permittivité exploitables? Cette étude réalisée au sein de notre équipe[47] a permis de répondre en partie à cette question.

Pour cela, nous avons simulés un réseau carré de trous d'air dans un diélectrique dont le facteur de remplissage est de 45% (Fig. 1.15). A la fréquence normalisée $a/\lambda = 0.29$, la seconde bande de ce réseau croise le cône de lumière ($\omega = ck$) pour la direction Γ -X. La pente de cette seconde bande étant négative, on peut alors anticiper un indice effectif du réseau égal à -1 pour cette direction.



Figure 1.15 : représentation du cristal simulé.

Les paramètres $S_{i,j}$ sont issus d'une simulation en éléments finis. Trois dispositifs contenant respectivement 1, 3 et 5 rangées dans la direction de propagation sont considérés. Par inversion de Fresnel[48] on déduit les valeurs de la constante de propagation. La première observation est que cette dernière est quasiment indépendante du nombre de rangées simulées permettant de conclure que l'homogénéisation peut être considérée comme valide pour ce cas de figure (une seule incidence). A partir de la dépendance fréquentielle de cette constante, on peut retrouver les valeurs d'indice effectif et d'impédance du réseau (Fig 1.16). On observe sur cette courbe que pour une fréquence normalisée de 0.29 l'indice effectif est égal à -1 et qu'il est négatif pour 0.24 < a/λ < 0.35. En revanche il n'y a pas adaptation d'impédance entre les deux milieux (Re[z] \neq 1). Ceci implique que l'on ne se trouve pas dans le cas particulier où $\varepsilon_{eff} = \mu_{eff} = -1$. En effet, dans ce cas de figure les valeurs de permittivité et de perméabilité sont de $\varepsilon = -0.5$ et $\mu = -0.2$.



Figure 1.16 : Courbes de a)l'indice de réfraction, b)l'impédance réduite, c) la permittivité et d) la perméabilité retrouvées par inversion de Fresnel.

Ces figures nous montrent le caractère fortement dispersif des valeurs obtenues. n varie continument tandis que z reste relativement stable. Ainsi, ε et μ varient-ils tous deux rapidement dans cette gamme de longueurs d'onde. Cette constatation pour les cristaux photoniques est également valable pour les métamatériaux (voire plus prononcée encore) car l'ingénierie de paramètres exploite généralement des effets de résonance.

Une dernière question, qui sera d'importance pour la focalisation par réfraction négative, reste la sensibilité des paramètres à l'angle d'incidence que nous ne pouvons trancher avec cette première étude (voir §4). Quel degré d'isotropie est-il possible d'atteindre?

Dans les cristaux photoniques, nous verrons qu'il est possible pour certaines géométries, facteur de remplissage et longueurs d'onde données, d'obtenir un des quatre paramètres effectifs "négatif" et "isotrope", à savoir l'indice de réfraction, pouvant même atteindre la valeur "-1".

Néanmoins, les trois autres seront généralement fortement anisotropes, ce qui sera préjudiciable d'un point de vue applicatif et nous obligera à mettre en place des stratégies particulières pour obtenir en plus d'un indice égal à -1, une adaptation d'impédance pour une large gamme d'angles d'incidences.

1.4 Applications des cristaux photoniques en régime de bande passante

Après d'intenses études portées sur la propriété des cristaux photoniques pour interdire la propagation d'une onde dans certaines directions, les chercheurs se sont intéressés aux propriétés pouvant exploiter les bandes permises. Voici quelques exemples de ces effets de réfraction inhabituels basés sur l'exploitation des contours iso-fréquences.

1.4.1 Collimation

Un collimateur est un composant qui permet, à partir d'une source d'onde ponctuelle, d'obtenir un faisceau d'onde dont les rayons sont parallèles. Autrement dit, pour chaque vecteur d'onde incident, les vecteurs d'ondes transmis doivent tous avoir la même direction (Fig 1.17) permettant ainsi d'avoir un front d'onde plan.



Figure 1.17 : Représentation des vecteurs d'ondes passant à travers un collimateur.

On retrouve cette particularité dans les cristaux photoniques à maille carré pour la première bande en polarisation TM. Pour un réseau de trous de 600nm de diamètre dans une matrice diélectrique de période 1µm il existe des modes de Bloch pour lesquels les vecteurs d'ondes réfractés sont dirigés dans la même direction comme le montre la figure 1.18. Sur cet exemple on voit que pour une certaine gamme angulaire de vecteur d'onde incident on obtient le phénomène recherché car la courbure de la courbe iso-fréquence est nulle. A partir de ce résultat on peut dire que pour un réseau

carré que l'on pivote de 45° pour avoir l'interface du cristal selon la direction Γ -M on devrait obtenir un cristal qui permet d'obtenir l'effet de collimation d'une source d'onde placée devant lui.



Figure 1.18 : Courbe équi-fréquence de l'air (pointillé bleu) et du réseau carré (vert).

On peut retrouver cette particularité également en seconde bande. Pour le même réseau la courbe iso-fréquence pour une fréquence normalisée de travail de $0.28(a/\lambda)$ est représentée figure 1.19.



Figure 1.19 : Courbes équi-fréquences de l'air et du réseau correspondant à la seconde bande pour une fréquence normalisée de 0.28

Dans ce cas, pour une source d'onde ponctuelle quelque soit le rayon incident, il est réfracté selon quatre directions privilégiées (+x,-x,+z,-z). Un exemple de réalisation est représenté figure 1.20. Une source d'onde circulaire est placée dans un cristal photonique collimateur[49]. On observe alors les quatre directions de propagation attendues.



Figure 1.20 : Représentation d'une source ponctuelle a) dans l'air et b) dans le cristal collimateur

Les courbes iso-fréquences nous permettent ainsi de prévoir les directions de propagation d'une onde électromagnétique réfractée dans un cristal photonique. En cherchant les formes particulières de ces courbes on peut alors créer d'autres composants spécifiques tels qu'un superprisme.

1.4.2 Ultra-réfraction : l'effet super-prisme.

Cet effet exploite également l'anisotropie des courbes iso-fréquences et particulièrement les formes des courbes iso-fréquences très prononcées révélant un milieu très réfractif. C'est donc un effet très sensible à la longueur d'onde de travail ainsi qu'à l'angle d'incidence des rayons. Cet effet peut être obtenu soit par une anisotropie forte du réseau à une fréquence donnée, soit par un comportement du réseau sensible à la fréquence de travail pour une incidence fixe[50].

1.4.2.1 Sensibilité à l'incidence.

Le cristal utilisé précédemment permet d'obtenir des courbes iso-fréquences dont la forme est proche du carré. La forte anisotropie de la courbe iso-fréquence de ce cristal entrainera un angle de rayon réfracté très différent alors que la variation de l'angle incident est très fine (Fig. 1.21a) lorsque l'on se situe proche d'un angle de la courbe iso-fréquence. Ceci aura pour conséquence une forte dispersion dans le cristal. On peut donc en choisissant correctement la longueur d'onde de travail trouver une gamme angulaire d'incidence telle que l'onde réfractée dans le cristal ait une gamme angulaire beaucoup plus importante(Fig. 1.21b).

a) Dispersion angulaire



Figure 1.21 : a)Courbes équi-fréquences et b)vecteurs d'ondes associés du cristal collimateur et du milieu d'incidence

1.4.2.2 Sensibilité à la longueur d'onde

De la même façon, dans un cristal dont la forme des courbes changent en fonction de la longueur d'onde, il est possible de trouver un angle donné pour lequel, l'angle du rayon réfracté prend des directions totalement différentes(Fig 1.22a) selon la fréquence normalisée de travail (Fig. 1.22b).
a) Dispersion fréquentielle



Figure 1.22 : a)Courbes équi-fréquences et b)vecteurs d'ondes associés du cristal collimateur et du milieu d'incidence

Ces deux effets profitent de la forte anisotropie du réseau. Toujours en partant du même principe, il est possible d'obtenir des effets de réfraction négative dans un cristal photonique. Dans l'un des cas présents ci-dessous, c'est au contraire une isotropie parfaite qui sera recherchée.

1.4.3 Réfraction négative

1.4.3.1 En première bande : AANR (All Angle Negative Refraction)

La particularité de cette approche est que l'on peut obtenir un indice de réfraction négatif à partir d'un cristal dont l'indice effectif est positif car on utilise la première bande du diagramme de dispersion[51-53]. Cette méthode est nommée AANR pour All Angle Negative Refraction ou réfraction négative pour tout angle. Les travaux de Luo et al.[54] montrent que certaines conditions doivent être requises pour obtenir l'effet AANR(Fig 1.23a et b).

1. La courbe iso-fréquence du cristal doit être convexe proche du point M dans l'espace des k. On a donc $\partial^2 \omega / \partial k_i \partial k_j < 0$, la vitesse de groupe est alors dirigée vers l'intérieur, il est difficile de déterminer la valeur de l'indice effectif du milieu. 2. La courbe iso-fréquence de l'air, représentant les vecteurs d'ondes incidents, doit être plus petite que la courbe iso-fréquence du réseau afin que chaque rayon incident soit réfracté dans le cristal pour tout angle.

3. La fréquence doit être inférieure à $0.5 \times 2\pi c / a_s$ soit une demi-longueur d'onde plus grande que la période du réseau.



Figure 1.23 : a) Contours iso-fréquences du cristal et de l'air dans l'espace des k, b) représentation de la direction du faisceau réfracté en régime AANR.

Une fois ces conditions réalisées, il devient possible d'obtenir la focalisation d'une source sans pour autant avoir un matériau gaucher. A titre d'exemple, un réseau carré de trous dans du silicium $(\epsilon=12, \lambda=1.55\mu m \text{ et r}=0.35a)$ en polarisation TE peut être utilisé. La fréquence de travail est fixée de manière à être en première bande proche du point M. Pour cette fréquence, le contour iso-fréquence devient convexe. Cette réfraction négative est testée en créant une lentille plane à partir de ce réseau, la focalisation d'une source est obtenue et sa résolution est estimée à 0.67λ pour une longueur d'onde de 1.55µm. Des mesures expérimentales[55] faisant suite à ce travail donnent un indice de réfraction négatif de -1.94 pour une fréquence de 13.7GHz en utilisant un réseau de piliers d'aluminium dans l'air. Pour tout angle ce réseau imite le comportement d'un milieu effectif à indice négatif. La conclusion de ces travaux est que pour obtenir une réfraction négative, il n'est pas nécessaire d'avoir un milieu main gauche. A-t-on pour autant un effet de double focalisation de type lentille plate? Non! car l'indice est différent de -1 et les effets au sein de la lentille sont beaucoup plus complexes. Néanmoins, sous certaines conditions, un effet de focalisation d'une source ponctuelle peut être obtenu dans le champ proche de la lentille bien que ne suivant pas les chemins classiques de rayons optiques comme nous l'avons expliqué dans le paragraphe 2.1.3.Toutefois ce n'est pas la seule façon d'obtenir une réfraction négative. Il est aussi possible d'exploiter la seconde bande du diagramme d'énergie pour obtenir un indice négatif. Cette fois-ci la courbe iso-fréquence du réseau se doit d'être isotrope au point de fonctionnement recherché.

1.4.3.2 En seconde bande : inversion de courbure de bande

La deuxième approche pour obtenir un régime de réfraction négative dans un cristal photonique est d'utiliser l'inversion de courbure de la deuxième bande, ou bande diélectrique[56]. En effet, sur le diagramme de bande figure 1.24, la première bande présente une pente positive donc des vitesses de phase et de groupe qui pointent dans la même direction. A l'inverse, la seconde bande présente une pente négative avec des valeurs de ω diminuant lorsque k augmente. On se retrouve donc dans un cas où vitesse de groupe et vitesse de phase sont de signe opposé, caractéristique d'un phénomène de réfraction négative. Comme la vitesse de phase suit la direction –k alors la vitesse de groupe suit la direction k qui est la même que la direction de l'énergie de l'onde. Si on choisit notre fréquence de travail au croisement entre la seconde bande et le cône de lumière (droite de pente $\omega =$ ck), on se retrouve très précisément dans le cas d'un cristal photonique à indice négatif égal à -1.



Figure 1.24 : a) Diagramme de dispersion du réseau hexagonal de période 476nm et de diamètre 347nm b) Contours iso-fréquences du même réseau dans l'espace des **k**

De plus comme le montre la figure 1.24b, pour le choix d'un réseau triangulaire de période 476nm et des trous de 347nm de diamètre, on obtient pour ce point de fonctionnement une courbe iso-fréquence quasi-circulaire. L'indice de réfraction -1 est donc conservé quelque soit l'incidence de l'onde. On peut donc s'attendre dans ce cas à ce qu'une lame de cristal photonique permette d'observer le phénomène de double focalisation évoqué dans le paragraphe 2.1.3. C'est autour de ce point de fonctionnement que nous allons principalement travailler dans cette thèse. Nous reviendrons sur ces propriétés et la fabrication d'un tel dispositif dans les chapitres suivants.

1.4.4 Synthèse

Pour conclure sur les différentes applications potentielles que l'on peut obtenir grâce aux cristaux photoniques en bande permise ou interdite, la figure 1.25 représente un diagramme de bande avec chaque effet exploitable selon la particularité des branches de dispersion.



Figure 1.25 : Courbe de dispersion d'un cristal photonique avec les applications possible associé aux points de fonctionnements particuliers.

1.5 Conclusion

Bien que l'ingénierie de dispersion privilégie souvent la notion de métamatériaux permettant, au vu de l'échelle de structuration de la matière, l'utilisation généralisée des paramètres effectifs (ϵ , μ , n et z), nous avons dans ce chapitre plutôt considéré cette ingénierie dans les cristaux photoniques. A cela, deux raisons fondamentales :

-La longueur d'onde d'application visée, à savoir 1.55µm.

-Les technologies de fabrication disponibles.

De plus, les cristaux photoniques restent, à notre connaissance, l'une des seules possibilités d'obtenir un indice de réfraction 2D négatif, égal à -1 et isotrope dans cette gamme de longueur d'onde, pré-requis nécessaire pour l'obtention d'une lentille plate (voire d'une super lentille).

Nous verrons donc dans la suite de cette thèse, les stratégies numériques et expérimentales mises en œuvre pour fabriquer un tel objet ainsi que les premières idées pour l'utiliser dans des techniques de détection et d'imagerie. D'autres propriétés liées à l'ingénierie localisée des paramètres effectifs seront exploitées également et présentées dans le dernier chapitre pour élargir le champ d'application.

Chapitre 2 : Optimisation de la focalisation dans les lentilles à cristaux photoniques

2.1 Etat de l'art

2.1.1 Dans la littérature : Diverses approches

Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, il existe deux voies distinctes pour réaliser une lentille plate avec un cristal photonique : travailler en première bande sous incidence oblique ou en seconde bande quelle que soit l'incidence. La seconde voie reste le choix privilégié pour obtenir un indice de réfraction égal à -1, permettant ainsi la mise en évidence de la double focalisation, initialement présentée par Veselago et Pendry, lorsque la lentille est dans l'air. Pourtant, des microondes à l'optique, on peut trouver différentes propositions de lentilles plates, parfois abusivement appelées "superlentilles", exploitant les divers régimes possibles offert par le diagramme de dispersion. Pour illustrer les principaux efforts faits dans ce domaine, nous avons sélectionné les résultats de 3 groupes de recherche :

(i) Cubuky et al. : Bilkent (Turquie)/Heraklion (Crete)/ Iowa State university (USA)

Cette étude [55] porte sur la réfraction négative dans un cristal photonique constitué d'un réseau carré de piliers pour un régime micro-onde. La lentille est gravée dans un matériau diélectrique dont la permittivité est égale à 9.61. Les piliers ont un diamètre de 3.15mm pour un fonctionnement en première bande de polarisation TM correspondant à des fréquences allant de 13.10GHz à 15.44GHz. La période est de 4.79mm, le diagramme représentant la seconde bande associé à ce réseau est présenté figure 2.1a, la vue dans l'espace des **k** des iso-fréquences (Fig. 2.1b) apporte une précision sur la gamme d'angle visée, en effet seuls les angles supérieurs à 20° seront réfractés tandis que ceux étant inférieurs à cette valeur ne feront que traverser le cristal sans changement de direction, c'est ici l'une des limites de cette méthode. L'autre inconvénient est qu'il faut que la source soit à une distance proche du cristal pour obtenir la formation de l'image. Dans cette situation, l'image se forme en sortie de lentille à une distance de 0.7mm, soit très proche de la lentille qui a une épaisseur de 71.85mm. Malgré ces inconvénients, ils obtiennent une résolution du point focal de 0.21 λ . La figure 2.1c compare le champ (expérimentalement et théoriquement) obtenu dans le plan de focalisation avec le cristal et sans le cristal. Cette étude est prometteuse malgré les quelques inconvénients dus à la

méthode utilisée. Le principal obstacle est d'appliquer cette réfraction négative pour une plus grande gamme angulaire de rayons incidents.



Figure 2.1 : a) Première bande d'énergie pour une polarisation TM. b) Courbes iso-fréquences de l'air et du cristal photonique à 13.689 GHz. c) Intensité de la puissance mesurée (•) et calculée (trait plein) dans le plan image. La ligne en pointillé représente la distribution spatiale de la puissance sans cristal photonique.

(ii) Matsumoto et al. : Yokohama University (Japon)

Du point de vue expérimental, l'équipe de Matsumoto et al.[57] a présenté l'une des premières lentilles à base de cristaux photoniques fonctionnant en proche infra rouge et focalisant une source éloignée de l'interface d'entrée utilisant la propriété de l'inversion de courbure de la seconde bande. Leur technologie est basée sur du SOI(Silicon-On-Insulator) afin d'avoir un confinement du signal par indice élevé. Leur lentille est écrite par lithographie électronique et gravée par ICP (Inductive Coupled Plasma), le réseau utilisé est un réseau carré de trous pivoté de 45° afin de présenter la direction ΓX en entrée. La courbe iso-fréquence du réseau pour la polarisation TE, un diamètre de trou de 0.689a, avec a la période égale à 0.45 µm et un indice de réfraction du diélectrique de 2.963 est représentée figure 2.2a. Les flèches représentent la direction du signal se propageant dans le cristal et on observe que pour une large gamme d'angle (incidence entre 0° et 12°), la réfraction négative est réalisable. Pour améliorer la transmission du signal de l'air au diélectrique, la première rangée de trou à une forme oblongue qui permet une diminution des pertes de 0.56dB. L'expérimentation consiste en l'injection du signal par un guide d'onde placé à une distance de 77µm (Fig. 2.2b) se focalisant à l'intérieur du cristal. Les mesures réalisées permettent d'obtenir une résolution de 1.3^{\lambda} pour une longueur d'onde de 1.28µm. Les mesures montrent un bon accord avec les simulations FDTD effectuées (Fig. 2.2c et d). Toutefois il y a encore quelques inconvénients avec cette structure. Tout d'abord la limitation angulaire du signal incident perdant ainsi l'information portée sur les grands angles, ainsi qu'une focalisation intra-cristal qui ne permet pas de mesurer précisément la résolution de la focalisation et enfin des difficultés dues aux pertes de réflexion et de diffraction à l'interface d'entrée qui rend difficile la comparaison expérience-théorie.



Figure 2.2 : a) Courbes équi-fréquences du réseau, b) Vue totale de la structure sous étude c)Tracé de rayon du parcours supposé du signal. (d) Simulation FDTD à a/λ=0.31 (carré du champ magnétique)

(iii) Casse/Shridhar : Northeaster University Boston (USA)

Pour aller plus loin dans la focalisation d'un point source utilisant une lentille plate en régime de réfraction négative par inversion de courbe de la seconde bande. Casse et al.[58] ont démontré expérimentalement la focalisation d'un point source avec une résolution sous longueur d'onde aux fréquences proches des fréquences des télécommunications, soit une longueur d'onde de 1.52µm en polarisation TE. La technologie utilisée est une hétérostructure InGaAsP/InP dans laquelle est gravé un réseau carré de trous de 290nm de diamètre et dont la période est de 470nm. L'épaisseur de la lentille est de 7µm, un milieu dense d'épaisseur 0.7µm (respectivement 0.9µm) a été rajouté à l'interface d'entrée (respectivement de sortie) afin d'éviter la surexposition lors de l'écriture électronique. Ce milieu dense permettrait aussi de localiser certains modes de surfaces amplifiant ainsi les ondes évanescentes. Un point source a été réalisé en fabriquant un guide d'onde de 5µm de largeur initiale réduit à 350nm en sortie ayant une tranchée de 3µm de chaque coté pour confiner le signal. Pour un couplage des ondes évanescentes avec la source, un gap de 500nm a été créé entre la sortie du guide et l'interface d'entrée de la lentille (figure 2.3a). Avec cette configuration, la focalisation de la source en sortie de lentille a été mesurée à 1.4λ pour la résolution transverse et 0.8λ pour la résolution longitudinale. Par la suite, les interfaces ont été changées, tout d'abord (figure 2.3b) l'interface d'entrée a été coupée au niveau du milieu de la première rangée de trous améliorant légèrement la résolution longitudinale à 1.0λ pour une résolution transverse de 0.5λ . Enfin la meilleure résolution a été obtenue

avec une interface "accidentée" permettant d'obtenir une résolution latérale de 0.4 λ pour une résolution longitudinale de 0.3 λ soit une aire de résolution de 0.12 λ^2 .



Figure 2.3 : Mesure SNOM pour une longueur d'onde de travail de a) 1.4λ , b) 1.0λ et c) 0.4λ et courbes de champ au point de focalisation dans la direction d) transverse et e) longitudinale.

Cette lentille [58] avec une interface appropriée permettrait donc de reconstruire l'image de la source en utilisant non seulement les ondes propagatives mais aussi les ondes évanescentes qui seraient alors amplifiées grâce au couplage avec les modes de surfaces créés par le milieu dense ajouté à chaque interface.

Cette étude montre également les difficultés de fabriquer une source qui n'est pas idéalement ponctuelle, ainsi que les difficultés d'interprétation des images mesurées par le SNOM (Scanning Near-field Microscopy). Par contre elle montre l'intérêt d'utiliser une adaptation d'interface afin de gagner en résolution ce qui est l'une de nos priorités lors de cette thèse. La partie suivante présente les travaux réalisés en parallèle de ceux-ci pour obtenir une lentille plate à base de cristaux photoniques lors de la thèse de N. Fabre dans notre groupe de recherche.

2.1.2 La lentille n=-1 de référence

Les précédentes études réalisées dans l'équipe concernant la réalisation d'une lentille à base de cristaux photoniques [33,47,59-61] ont abouti à ce que nous appellerons la lentille de référence. Par cette dénomination, nous entendons une lentille à base de cristaux photoniques dont le réseau de trous ainsi que l'interface d'entrée et de sortie n'ont pas été modifiés en vue d'une quelconque amélioration. Cette lentille est fabriquée à partir d'une couche épitaxiée de InP/InGaAsP/InP (Fig. 2.4a). La première couche d'InP, d'indice de réfraction n_{InP}=3.16, forme le substrat de base sur lequel seront déposées les couches suivantes : Une couche d'InGaAsP de 500nm d'épaisseur aussi appelé "cœur", d'indice n_{coeur}=3.36 permettant de confiner le signal entre le substrat et la dernière couche, la couche d'InP de 200nm d'épaisseur. Sur ces couches épitaxiées seront gravés à la fois le guide d'injection mais aussi la lentille (Fig. 2.4b). Le guide représentant la source ponctuelle est un guide d'onde planaire monomode situé à une distance d/2 de l'interface d'entrée de la lentille, d étant l'épaisseur de la lentille dans la direction de propagation (ici 8.6µm). La longueur du guide est de 1mm pour une largeur de 600nm, ce guide est gravé sur une hauteur de 2µm pour limiter les pertes de substrat. La lentille est fabriquée en gravant un réseau hexagonal de trous d'un diamètre de 347nm pour un période de 470nm soit un facteur de remplissage de 38% donnant un diagramme de dispersion pour les modes TE et TM représenté figure 2.4c. Pour le calcul de ce diagramme de dispersion, nous utilisons une valeur d'indice effectif égal à 3.26 tiré de la méthode de l'indice effectif. Sur ce diagramme, le régime de réfraction négative existe pour des fréquences normalisées (a/λ) entre 0.23 et 0.36. Le point spécifique de fonctionnement à n=-1 pour le mode TE coïncide avec la bande interdite photonique pour le mode TM et correspond à une fréquence normalisée de 0.307. Le réseau hexagonal apporte aussi l'isotropie nécessaire afin que la réfraction négative soit réalisé pour tout angle incident. Cette isotropie est identifiée sur les courbes iso-fréquences (Fig. 2.4d), en effet la courbe correspondant à la fréquence de travail normalisée de 0.3 est bien un cercle. Ces paramètres ont été choisis de telle sorte que le cône de lumière croise la seconde bande afin d'obtenir un indice de réfraction égal à -1 et obtenir une double focalisation précisément pour la longueur d'onde de 1.55µm. Cette lentille est constituée de 21 rangées dans la direction longitudinale, soit une épaisseur de lentille $d=8.6\mu m$, le guide est donc placé à une distance de 4.3µm de l'interface d'entrée et la focalisation est prévue à 4.3µm de l'interface de sortie.



Figure 2.4 : a) Couches composant l'hétérostructure, b) Vue de dessus de la lentille et du guide d'injection, c)Diagramme de dispersion du réseau étudié pour les polarisations TE et TM, c) Courbes équi-fréquences associées à la seconde bande.

La mesure SNOM (Scanning Near-field Optical Microscopy), figure 2.5, illustre la focalisation obtenue avec cette lentille donnant une résolution de 0.8λ , pour une transmission de moins de 1%. Ces pertes en transmission sont principalement dues à la désadaptation d'impédance aux interfaces d'entrée et de sortie de la lentille mais aussi par d'autres pertes (diffraction due à la rugosité de la structure, pertes de substrat). Dans notre étude, l'indice de réfraction $n=\sqrt{\varepsilon\mu}$ est bien égal à -1 mais la valeur d'impédance $z=\sqrt{\mu/\varepsilon}$ est différente de 1 (impédance de l'air) [47], quelle que soit l'incidence. C'est cette désadaptation qui est la principale difficulté dans ce type d'études à base de cristaux photoniques et qui sera l'une des priorités lors de cette thèse. Il est également à noter la présence d'un shift fréquentiel pour le régime n=-1 ce qui entraine une focalisation pour une longueur d'onde de 1.525µm au lieu des 1.55 µm prévus.



Figure 2.5 : a) Image MEB de la lentille fabriquée c) Mesure SNOM de la double focalisation

Au-delà de ces travaux, initiés dans le cadre de la thèse de Nathalie Fabre et dans le cadre d'un projet ANR PNANO, appelé FANI pour "focalisation et adressage pour la nanophotonique intégrée", regroupant l'IEMN, l'Institut Fresnel et le laboratoire interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, nous allons baser nos développements sur l'optimisation d'une lentille d'indice égale à -1, en explorant diverses pistes pour optimiser transmissivité et résolution à partir du dispositif initial étudié par N. Fabre.

2.1.3 Les challenges.

Afin de quantifier les challenges auxquels nous sommes confrontés, attardons nous sur les résultats de simulation "tridimensionnelle" (Fig. 2.6) effectués au point de fonctionnement n=-1 recherché (correspondant au cas expérimental de la figure 2.5 du paragraphe précédent).



Figure 2.6 : a)Simulation FDTD 3D de la focalisation à $\lambda = 1.55 \mu m$, b) Coupe (xz) au niveau du guide c) Rappel du profil de la géométrie utilisée.

Différents points positifs et négatifs émergent de cette simulation :

- <u>Coté positif</u>: On observe que la focalisation est conservée lors du passage à la 3D même si son analyse directe est plus complexe qu'en 2D. Autre point très positif : une fois l'onde optique entrée dans la lentille, on observe très peu de couplage avec les modes radiatifs dans l'air (fonctionnement en limite de cône de lumière) tandis que la fuite vers le substrat semble contrôlée grâce à la profondeur des trous [62].
- <u>Coté négatif</u>: On observe une très forte réflexion en entrée induite par la désadaptation d'impédance entre l'air et la lentille ainsi qu'un phénomène de dispersion important en sortie qu'il est nécessaire de comprendre pour localiser précisément la focalisation de l'onde optique.

Enfin concernant la double focalisation, si l'on observe précisément la construction du champ sur la partie gauche de la lentille illustrant la première réfraction négative à l'interface séparant n=1 à n=-1, l'effet semble moins marqué sur la partie droite avec l'apparition de chemins ou axes de propagation privilégiés. Cet effet doit probablement avoir une influence non négligeable sur la résolution de la lentille.

Ce sont donc sur ces deux points que vont porter nos efforts d'optimisation :

- (i) La transmission au travers de la lentille (adaptation d'impédance)
- (ii) L'estimation des limites de résolution en fonction de la géométrie utilisée.

2.2 Optimisation de la transmission

2.2.1 Le défi de l'adaptation d'impédance : le problème de l'incidence

Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, lors de l'extraction des paramètres effectifs (n, z, ε , μ), s'il est relativement aisé de définir un paramètre n égal à -1 grâce à l'isotropie de la structure de bandes, la tache s'avère nettement plus délicate pour l'impédance. Ainsi, en seconde bande, appelée également "bande diélectrique", extraire une impédance *z*=+1 même sous incidence normale relève de l'exception avec les géométries classiques de réseaux. De plus, les paramètres z (et ε , μ) extraits dépendent de l'incidence de l'onde interagissant avec le réseau et donc des directions cristallographiques du cristal [63]. Faut-il pour autant en conclure que la mission est impossible et qu'obtenir une "superlentille" en cristal photonique est irréalisable? Nous allons voir que la réponse

n'est pas aussi simple et qu'il est possible sous certaines conditions d'optimiser les lentilles à cristal photonique.

Nous allons pour cela explorer deux voies :

- (i) les lentilles à guides d'injection collés
- (ii) les lentilles à couches anti-réfléchissantes.

2.2.2 La lentille à guide d'injection collé.

Puisque la seconde bande du diagramme de dispersion est de nature diélectrique, il parait naturel d'augmenter l'efficacité d'injection dans la lentille via un guide diélectrique plutôt que par l'air. Le faible désaccord d'indice entre le mode guidé fondamental du guide d'injection et le mode fondamental transverse propagé dans le cristal va naturellement limiter la réflexion en entrée. Cela correspond donc à une situation où le guide d'injection est "collé" à la 1^{ère} interface d'entrée du cristal.

Dans une telle configuration, il n'est plus question d'étudier le phénomène de double focalisation mais on se limite à une simple réfraction négative comme si on avait placé l'injection au milieu de la lentille précédente (Fig. 2.7a et b).



Figure 2.7 : a) Image MEB de la lentille à guide collé illustrant le chemin optique emprunté b)Simulation FDTD 2D de la focalisation

Pour cela il faut continuer à considérer le guide injecteur, comme "quasi-ponctuel", diffractant alors dans le cristal au lieu de l'air. Les chemins optiques sont symbolisés sur la figure 2.7a . Deux paramètres sont alors importants à configurer :

- (i) la position du guide par rapport aux trous composant la première rangée du cristal.
- (ii) la largeur de ce guide.

Pour garder une symétrie dans l'axe de propagation, le guide peut être placé de deux façons différentes, soit en face d'un trou, soit entre deux trous comme le montrent les figures 2.8a et b. Ces deux types d'injection ont été simulés afin de choisir le plus adapté à notre problème, à savoir la simulation d'une source ponctuelle. Coller le guide à l'interface change cette propriété car il n'existe alors plus de différence d'indice entre la sortie de guide et la lentille qui permettait précédemment d'obtenir un front d'onde circulaire. On peut aussi se poser la question des ondes évanescentes créées par un tel guide qui ne comprend alors plus de gap d'air entre la sortie du guide et l'interface.



Figure 2.8 : Guide d'injection placé a) entre deux trous et b) en face d'un trou

Les simulations montrent que, si les deux configurations conservent l'effet de focalisation, le positionnement du guide en face d'un trou permet néanmoins une meilleure extension spatiale du signal au sein du cristal et permet également de minimiser la réflexion en entrée. C'est ainsi que l'on peut mieux simuler une source quasi-ponctuelle dont les vecteurs d'ondes sont répartis sur une plus grande ouverture angulaire[58,64-66].

Dans un effort de toujours tendre vers la réalisation d'une source ponctuelle, le paramètre suivant à prendre en compte est la largeur du guide. La diminution jusqu'à des valeurs très fines de la largeur du guide permet-elle de réaliser une source plus proche d'une source ponctuelle? Une série de simulation FDTD a été réalisée afin de répondre à cette question. La simulation consiste en une lentille de référence dont le guide est collé et dont la largeur varie de 50nm à 750nm, les valeurs d'intensité sont prises au point de focalisation attendu. Les résultats sont présentés dans la figure 2.9. On y observe un premier régime pour des largeurs de guide allant de 50nm à 400nm où l'intensité lumineuse de la tâche croît proportionnellement avec sa largeur. Ceci peut s'expliquer par le fait que, plus le

guide est étroit, plus il y a de pertes sur les cotés du guide, le signal est donc moins confiné dans ces deux directions. Au-delà de 450nm, lorsque l'on dépasse une période du cristal, l'amplitude décroit pour ré-augmenter ensuite mais il devient difficile de parler d'injection ponctuelle dans ce cas puisqu'on se rapproche de $\lambda/2$, de plus, le guide devient multi-mode à partir de valeurs proches de 600nm, ce qui sera préjudiciable pour les propriétés de la lentille. Nous verrons dans la dernière partie de ce chapitre comment cette évolution est corrélée à l'évolution de la résolution de la lentille.



Figure 2.9 : Intensité au point de focalisation en fonction de la largeur du guide

Si cette première approche permet d'assurer une bonne injection de la lumière dans la lentille en limitant le nombre d'interactions avec l'interface d'entrée, elle n'en assure pas l'extraction en sortie. Une partie de la lumière reste en effet piégée dans le cristal, avant de fuir majoritairement par le substrat suite aux multiples allers-retours de l'onde sur chaque interface.

Dans cette configuration, aucun degré de liberté supplémentaire ne nous permet d'appréhender ce problème et c'est pourquoi dans le cadre du projet FANI et sous l'impulsion des travaux de W. Smigaj de l'Institut Fresnel ont été étudiées d'autres solutions pour "adapter" en entrée et en sortie la lentille avec une attention particulière à la gamme d'angles d'incidence devant profiter de cette adaptation, point crucial pour l'expérience de focalisation recherchée.

2.2.3 Les couches anti-réfléchissantes

L'insertion d'une couche anti-réflexion est une méthode couramment utilisée dans le domaine de l'optique. Le principe est de limiter la réflexion lors du passage de l'onde d'un milieu d'indice n_1 à un milieu d'indice n_2 en utilisant le principe d'interférences destructives. La dimension de la couche à rajouter est de l'ordre de $\lambda/4$ avec un indice de réfraction compris entre n_1 et n_2 . Dans notre

configuration, l'insertion d'un mur diélectrique d'indice différent au diélectrique du cristal et de dimension fine est quasiment impossible à mettre en œuvre du point de vue technologique.

La collaboration avec l'Institut Fresnel de Marseille a d'abord tentée d'amener une première solution à ce problème basé sur ce principe. L'idée consistait à insérer un mur diélectrique de même indice que le diélectrique composant le cristal mais décalé par rapport à l'interface d'entrée de la lentille (Fig. 2.10). Les dimensions à atteindre, à savoir une fine épaisseur de mur faiblement séparé de la lentille (150nm) sur plusieurs dizaines de micromètres de long et de 2µm de hauteur pour atteindre l'objectif recherché se sont avérés quasiment incompatibles avec nos procédés technologiques, le rapport d'aspect étant trop important pour tenir lors de la gravure de la lentille.



Figure 2.10 : Représentation de la lentille et du mur diélectrique d'adaptation

En partant du constat précédent, une autre voie a été étudiée, sachant qu'un mur homogène de diélectrique pouvait être remplacé, en s'aidant de la méthode de l'indice effectif, par un mur dont la forme est constituée périodiquement de trapézoïdes avec une période a égale à celle du réseau dont le comportement anti-réfléchissant sera quasiment le même que le simple mur homogène [67,68]. Cette couche est appliquée aussi bien pour la lentille dont le guide est collé que pour la lentille dont le guide est décollé. La forme optimale retenue est donc un trapèze dont les paramètres géométriques sont : $h_b=0.08a$, $\omega_b=0.29a$, $\omega_t=0.22a$ et $h_t=0.53a$ avec h_b : épaisseur du mur diélectrique ajouté entre l'interface d'entrée ou de sortie de la lentille et la base des trapèzes, ω_b : largeur de la base du trapèze, ω_t : largeur du sommet du trapèze et h_t : somme entre la hauteur du trapèze et l'épaisseur du mur diélectrique (h_b). La couche est représentée figure 2.11a ainsi qu'une courbe comparative de la réflexion en fonction de l'angle d'incidence pour un cristal avec et sans adaptation (Fig 2.11b). Alors que pour le cristal sans mur anti-réfléchissant la réflexion est supérieure à 0.25 pour de faibles angles et croit dramatiquement pour des valeurs supérieures, la courbe représentant la réflexion du cristal comportant la couche d'adaptation montre une très faible réflexion pour une large gamme d'angles permettant même la transmission de vecteurs d'ondes dont l'angle d'incidence est supérieur à l'angle de Brewster. Ces grands angles sont importants pour la reconstruction de l'image car ils transportent

l'information des hautes fréquences spatiales k_{\perp} qui représentent les détails les plus précis de la source.



Figure 2.11 : a)Représentation du réseau anti-réfléchissant, b) Réflectivité en fonction de l'angle d'incidence pour la lentille sans adaptation (continue noire) et la lentille adaptée (pointillé rouge)

Les principes de base étant posés, il a fallu trouver un compromis entre ce qui était théoriquement idéal comme interface d'adaptation et ce qui était technologiquement maitrisable sachant que chaque paramètre se révèle très sensible aux variations induites par la fabrication.

2.2.4 La lentille optimale

Pour des considérations technologiques, en s'écartant quelque peu du cas idéal, nous avons choisi d'éviter la forme trapézoïdale, difficile à maitriser précisément pour se tourner vers une forme triangulaire. Avec un paramètre en moins (ω_t) il sera plus simple d'étudier le transfert entre les dimensions objectives du masque réalisé et le résultat final obtenu après les opérations technologiques. Il sera alors possible de procéder à des corrections sur le dessin du masque pour atteindre au final les dimensions requises. Dans ce cas, la procédure d'optimisation est équivalente et les paramètres finaux obtenus sont reportés dans le tableau 2.1 avec en insert un schéma représentant la forme triangulaire obtenue.

Paramètres	ω _t	ω _b	h _t	h _b	h_t
Valeur retenue	0	0.5a	0.68a	0.01a	$\frac{\sqrt{3}}{4}a + + + + + + + + + + + + + + + + + + +$

Tableau 2.1 : Dimensions caractéristiques de la couche anti-réflexion

Les figures 2.12a, b, c et d représentent les cartes de champ en amplitude et en phase obtenues dans de telles conditions (avec et sans ARC(Anti Reflection Coating)). Avec cette couche antiréflexion, la transmission est améliorée pour une large gamme d'angles y compris les grands angles supérieurs à l'angle de Brewster ce qui confirme l'étude théorique précédente. On distingue clairement sur la carte de champ représentant l'amplitude pour la lentille de référence (figure 2.12a) les différentes réflexions subies à chaque interface. Sur la carte de champ en amplitude de la lentille adaptée, il y a bien une nette diminution de la réflexion en entrée et une tâche de focalisation plus intense. Les cartes de phase montrent quant à elles une reconstruction de phase au point de focalisation plus nette dans le cas de l'adaptation confirmant l'amélioration du phénomène de focalisation en sortie de lentille.



Figure 2.12 : Carte de champ et de phase (respectivement a) et c)) pour la lentille non adaptée et (respectivement b) et d)) pour la lentille adaptée

Sur ce dernier point, à savoir la résolution, quelles sont les limites atteignables pour les configurations que nous étudions? Le débat reste vif aujourd'hui dans la communauté des "cristaux photoniques". Nous allons dans la suite, tenter d'apporter quelques éléments de réponse à cette question.

2.3 Optimisation de la résolution

2.3.1 Le contexte

Le débat sur la "résolution ultime" des lentilles plates exploitant la réfraction négative reste encore en 2011 une question débattue et relativement ouverte tant les manières d'aborder la question sont multiples. Au delà des valeurs que l'on peut trouver dans la littérature et des débats théoriques tendant à montrer que la notion de "lentille parfaite" est impossible à obtenir, nous nous contenterons de voir dans quelle mesure dépasser la limite classique de Rayleigh est possible. Pour quantifier la résolution d'une lentille, qui traduit son pouvoir de séparation de deux objets distincts, l'évaluation d'une largeur à mi-hauteur d'une tache focale est elle suffisante?

On peut répondre par l'affirmative dans le cas d'une source ponctuelle ou "quasi-ponctuelle" en entrée qui forme derrière la lentille une tâche de taille finie, quelque soit le processus de réfraction utilisé. Pour les métamatériaux et cristaux photoniques, cela limite les cas d'études possibles :

- (i) n=-1 avec ϵ et μ négatifs pour les métamateriaux ou en 2^{nde} bande pour les CP
- (ii) travail en champ proche sur la première bande des CP.

Pour le premier cas on peut envisager éventuellement un indice négatif différent de -1, mais à condition de noyer la lentille dans un milieu d'indice positif différent de 1 pour récupérer au sens "chemin optique" une focalisation. Dans les autres cas, le phénomène n'est pas "pur" et des estimations supplémentaires sont nécessaires pour atteindre les performances ultimes.

Concernant les cristaux photoniques diélectriques et par comparaison aux métamatériaux, la question de "l'amplification des ondes évanescentes" dans le cristal permettant l'obtention de résolutions sous longueur d'onde semble tranchée : elle ne peut exister [64,65]. Pour expliquer néanmoins la possibilité de dépasser la limite $\lambda/2$, l'excitation des modes de surfaces (que l'on ne qualifiera pas de "plasmons" dans ces structures purement diélectriques) est souvent utilisée.

Enfin comme limite ultime, il est aussi avancé que la résolution ne pourra être inférieure à l'échelle de structuration du réseau par rapport à la longueur d'onde de travail. Cela donne typiquement une résolution minimale absolue de 0.31λ en seconde bande (croisement avec le cône de lumière pour

avoir n=-1), voire 0.15 à 0.2λ dans le cas d'un travail en première bande. Ces valeurs "non idéales" restent néanmoins suffisamment attractives pour justifier les recherches sur l'optimisation de la résolution, notamment en optique intégrée.

2.3.2 Retour sur le guide d'entrée

Comme nous l'avons vu précédemment la position et la largeur du guide influencent la transmission au travers de la lentille. Qu'en est-il pour la résolution?

La figure 2.13 montre dans le cas d'un guide collé en entrée l'évolution de la résolution transverse (largeur à mi-hauteur de la tâche) en fonction de la largeur du guide. On observe nettement 2 régimes, la frontière se situant pour une largeur de guide équivalente à la période du cristal photonique (le guide est ici positionné face à un trou). Sous cette valeur, la résolution est de l'ordre de 750 nm (soit de l'ordre de $\lambda/2$) puis remonte pour les très faibles largeurs de guide. Signalons que pour ces très faibles valeurs (en dessous de 150nm), la propagation dans le guide est difficile, les pertes augmentent, la transmission diminue et la résolution se dégrade. Pour des valeurs de guide supérieures à 500nm, la résolution atteinte est de l'ordre de 900nm. Cette évolution en plateau indique clairement que nous travaillons dans un régime mixte réfractif/diffractif. Bien que l'on observe sans ambiguïté l'effet de "réfraction négative", des effets dus à la diffraction se superposent influant sur les caractéristiques de la lentille.



Figure 2.13 : Courbe représentant l'évolution de la résolution en fonction de la largeur du guide d'injection

Un optimum transmission/résolution peut être trouvé pour une largeur de guide de l'ordre de 400nm, juste inférieure à la période du CP. Cette valeur de l'ordre de $\lambda/4$ est suffisante pour estimer les performances optimales de la lentille dans la mesure où elle est inférieure à la structuration du réseau,

que nous pensons être la limite asymptotique basse de résolution pour les CP (en seconde bande, n=-1). C'est cette valeur que nous allons utiliser pour la suite de notre étude.

Entre les 750nm de résolution obtenus ici et la limite minimale estimée de 480nm (0.31λ), nous allons voir dans le paragraphe suivant comment l'introduction de défauts dans la lentille va nous permettre de renforcer l'aspect réfractif par rapport à l'aspect diffractif.

2.3.3 Introduction de défauts

Pour agir sur la réfraction et/ou la propagation au sein du cristal, nous allons comme c'est souvent le cas pour les semi-conducteurs et/ou les cristaux photoniques introduire des défauts dans le cristal pour améliorer le paramètre recherché. Dans notre cas, il faut que la perturbation apportée soit significative certes, mais telle qu'elle ne change pas le caractère isotrope et n=-1 du réseau.

Le plus petit défaut que l'on puisse concevoir simplement est la cavité H1 (soit un trou manquant). La représentation d'une lentille contenant ce type de défaut est donnée figure 2.14.



Figure 2.14 : Schéma de la lentille contenant un défaut central de type H1

Pour positionner efficacement un ou plusieurs de ces défauts, étudions avec attention les cartes de champs obtenues par simulation de la lentille de référence avec un guide collé (Fig. 2.15).



Figure 2.15 : a) Carte de champ en amplitude de la lentille de référence avec un guide collé

Dans cette simulation le guide est collé, il n'y a donc pas de première focalisation à l'intérieur du cristal. La première observation est que lors de la propagation du signal dans le cristal il y a présence de directions "privilégiées" déjà observées dans d'autres études [69-71]. Trois directions correspondant aux angles 0° et ±45°. La focalisation en sortie est majoritairement créée par l'apport de ces trois directions. En traçant la courbe représentant le champ le long de l'interface de sortie figure 2.15b on remarque que l'apport de l'onde se propageant dans l'axe du guide est bien plus large que les deux signaux des cotés. Toutefois l'extension transverse de cette partie de l'onde est importante et par conséquent vient dégrader la résolution au point de focalisation. La propagation du signal peut être schématisée en termes de rayons comme le montre la figure 2.16a. Il est alors intéressant de se demander si la propagation du signal central peut être déviée, supprimée ou redirigée afin de garder l'avantage de l'apport des signaux latéraux uniquement à la résolution comme illustrée sur la figure 2.16b.



Figure 2.16 : Tracé de rayon pour la lentille a) de référence et b) contenant un défaut

Pour cela nous avons inséré un défaut de type H1 dans la lentille sur l'axe de propagation correspondant à la direction 0°(fig. 2.17) dans l'idée d'influer sur la partie du signal qui se propage dans cette direction. La résolution en est effectivement améliorée, elle passe de 890nm pour la lentille de référence à 824nm, mais il est difficile de se donner une idée précise sur le chemin emprunté par la lumière dans le cristal. Signalons qu'à la longueur d'onde utilisée, la cavité H1 isolée ne présente pas de mode propre (ou résonnant).



Figure 2.17 : Représentation de la lentille avec un défaut et carte de champ de l'amplitude associée.

Pour accentuer cet effet, deux autres cavités ont été insérées de part et d'autre de la première cavité figure 2.18 portant à trois le nombre de défauts dans la lentille.



Figure 2.18 : a) Représentation de la lentille avec trois défauts et carte de champ de l'amplitude associée, b) Amplitude transverse au point de focalisation

La figure 2.18 représente la carte de champ en amplitude de l'onde se propageant dans la lentille comportant 3 cavités H1 dans l'axe de propagation. Sur le tracé du champ en sortie de lentille avec défauts, on voit que les maxima des deux signaux latéraux ($\pm 45^{\circ}$) sont légèrement décalés et

qu'ils ont gagnés en intensité. L'angle d'ouverture du signal se propageant dans le cristal semble s'être resserré ($<45^\circ$) et la partie centrale a disparue. Dans ce cas précis la résolution donne une valeur égale à 668nm soit 0.43 λ alors qu'avec le réseau de référence, la résolution était de 890nm soit 0.57 λ [72].

Pour compléter cette étude, il a été ajouté plusieurs autres défauts dans la lentille, 7 au total disposés de manière à avoir toujours une symétrie de la lentille par rapport à l'axe de propagation passant par le milieu de la lentille et aussi une symétrie par rapport à l'axe latéral passant par le centre de la lentille. Dans ce cas, il n'y a plus de focalisation (Fig. 2.19), la ligne de défauts ponctuels est assimilée à un guide de propagation dans l'axe, semblable au guide de type CROW (Coupled-Resonator Optical Waveguide)[73], perturbant la réfraction négative que subissent les angles supérieurs.



Figure 2.19 : Représentation de la lentille avec sept défauts et carte de champ de l'amplitude associée.

La même étude portant sur la largeur du guide pour une lentille à guide collé contenant 3 défauts a été menée. Les courbes, figure 2.20, représentent la résolution ainsi que l'intensité du signal au point de focalisation en fonction de la largeur du guide variant de 50nm à 750nm pour la lentille à guide collé de référence et celle contenant 3 défauts. La première observation est que pour ces deux types de lentille, le résultat est corrélé facilitant ainsi le choix du guide le plus adapté pour la suite. Au final le prototype le plus à même de donner la meilleure résolution possible est donc une lentille à guide collé contenant 3 cavités dans l'axe de propagation avec un guide d'injection de largeur 400nm. Cette configuration nous donne une résolution de 605nm soit 0.39 λ .



Figure 2.20 : Evolution de la résolution a) et de l'intensité au point de focalisation b) en fonction de la largeur du guide pour la lentille à guide décollé (trait plein) et à guide décollé (pointillé)

Cette étude nous a donc permis d'obtenir une résolution proche de 0.4λ . On peut donc la qualifier de "sous longueur d'onde" dans le sens où elle est inférieure au critère de Rayleigh. Dans l'acception courante, cela implique que non seulement la lentille focalise les composantes propagatives du champ émis mais qu'une partie des composantes évanescentes fait partie de l'image reformée.

Qu'en est-il pour notre dispositif, alors qu'il semble établi que l'amplification des ondes évanescentes n'est pas possible dans un CP ? La meilleure résolution est obtenue lorsque les cavités H1 sont régulièrement reparties dans ce qui devient l'axe optique de la lentille (axe du guide) mais en régime de couplage faible. Si les cavités sont trop rapprochées, l'ensemble devient guidant et dégrade la résolution. Peut-on en conclure que par couplage entre l'entrée et la sortie de la lentille, les cavités transportent une partie des composantes évanescentes de l'onde incidente en contribuant ainsi à la résolution? Malheureusement, les outils numériques à notre disposition ne nous permettent pas d'accéder à ce niveau de détail dans la description de la propagation et seules des approches théoriques additionnelles permettraient d'apporter des éléments de réponse à cette question.

2.4 Conclusion

Dans ce chapitre, en nous basant sur l'état de l'art et les travaux passés de l'équipe, nous avons vu quelles étaient les voies possibles pour optimiser la transmission et la résolution ultime de lentilles plates à base de cristaux photonique en gardant comme régime de fonctionnement la seconde bande du cristal et un indice n=-1. Une lentille optimale en termes de transmission a été définie dans le paragraphe 2d, dans laquelle des défauts pourront être insérés ou non pour améliorer la résolution.

Ce sont ces lentilles que nous allons désormais fabriquer et caractériser dans les chapitres suivants. Elles serviront également de base pour la conception d'un imageur inspiré des techniques de tomographie en réflexion et l'ensemble des acquis théoriques et technologiques nous permettront d'aborder des dispositifs alternatifs, nous rapprochant des métamatériaux, avec pour but de concevoir des composants photoniques toujours plus performants.

Chapitre 3 : Technologie de fabrication des lentilles à cristaux photoniques

Ce chapitre décrit chaque étape technologique de fabrication des cristaux photoniques bidimensionnels évoqués dans les deux précédents chapitres, de l'enduction à la gravure profonde en passant par l'écriture électronique. Ce même procédé nous permettra de fabriquer des lentilles à réseaux de trous aussi bien que des réseaux de piliers ainsi que les autres systèmes présentés dans les prochains chapitres.

3.1 Technologie des cristaux photoniques planaires

La fabrication des cristaux photoniques planaires dans le domaine proche et moyen infrarouge, voire vers le visible, repose principalement sur l'exploitation des technologies les plus avancées de la micro- et de la nano-électronique, respectivement la lithographie électronique et la gravure profonde. Pour notre étude, le cas de réseaux de trous gravés dans une matrice diélectrique, deux voies sont possibles, ces deux aspects reposant sur le contraste d'indice entre la couche guidante et son environnement afin de guider l'onde par réflexion totale interne. On distinguera ainsi « l'approche membrane » de « l'approche substrat épais ». Ces deux aspects sont présentés ci-dessous.

3.1.1 Cristaux photoniques sur membrane

L'approche membrane repose sur le principe d'un confinement de l'onde dans la direction verticale par un fort contraste d'indice de réfraction. Généralement, une couche semi-conductrice de faible épaisseur est entourée d'air ou encore déposée sur un isolant. C'est le cas pour le SOI (Silicon On Insulator), le contraste entre la couche guidante de Silicium et la couche isolante de Silice est de $\Delta n=2$. Ainsi, l'indice du milieu guidant est plus grand que l'indice du milieu environnant ce qui limite les pertes transverses, le champ étant ainsi mieux localisé. Cette approche offre un autre avantage grâce au fort indice, il n'est pas nécessaire de graver profondément la couche guidante, dans l'exemple illustré figure 3.1[74] l'épaisseur de la couche guidante n'est que de 220nm. Cette faible épaisseur permet de graver des trous dont le diamètre (155nm) est plus petit par rapport à l'approche substrat épais car il permet un rapport d'aspect moins grand. Le principal inconvénient de cette structure est sa fragilité. Les membranes sont très sensibles aux chocs mais aussi aux contraintes lors des étapes de fabrication.



Figure 3.1 : Image MEB d'un cristal photonique membranaire

3.1.2 Cristaux photoniques sur substrat épais

Cette seconde approche, que nous allons adopter, consiste à graver des trous dans une hétérostructure semi-conductrice dont le contraste d'indice est plus faible, typiquement $\Delta n=0.1$. Ce faible contraste d'indice provoque une extension du signal plus important au dessus et en dessous de la couche guidante (Fig. 3.2a) : il faudra donc graver plus profondément jusqu'à une profondeur où l'amplitude de l'onde devient négligeable afin de limiter les modes de substrat qui se traduisent par des pertes. Toutefois, la structure finale (Fig. 3.2b) est bien plus robuste que la structure membranaire. C'est cette approche que nous allons utiliser afin de fabriquer nos lentilles car, autre avantage, c'est celle qui nécessite le moins d'étapes technologiques.



Figure 3.2 : a) Représentation de la propagation du signal dans l'hétérostructure et b) Image MEB d'une lentille à base de cristaux photoniques.

3.1.3 L'hétérostructure semi-conductrice

Pour notre étude, l'hétérostructure utilisée est une couche épitaxiée (Fig. 3.3a), constituée d'un substrat InP et d'un superstrat également d'InP pour les couches confinantes (d'indice 3.16 et d'une épaisseur de 200nm pour la couche du dessus et de 1300nm pour la couche du dessous), et d'un

quaternaire d'InGaAsP pour la couche guidante (d'indice 3.36 et d'une épaisseur de 500nm) (Fig. 3.3b). Ces couches sont déposées par épitaxie par jets moléculaires au sein de l'IEMN (groupe EPIPHY). Cette technique permet de faire croître des couches minces avec un contrôle très précis de l'épaisseur de l'ordre de la monocouche atomique.



Figure 3.3 : a) Couche épitaxiée réalisée; b) Profil d'indice de l'hétérostructure.

3.1.4 Choix de la résine

Les études antérieures au sein de l'équipe utilisaient la PMMA [75], résine positive, comme masque pour la fabrication de cristaux photoniques. Ce masque ainsi créé possède une résistance à la gravure assez faible et il faut avoir recours à un procédé de transfert sur une couche de nitrure pour obtenir une bonne résistance à la gravure profonde. La sélectivité est définie par le rapport entre la vitesse de gravure du substrat et la vitesse de gravure du masque soit :

$$S_m = \frac{V_{substrat}}{V_{masque}}$$
(3.1)

Si la valeur de sélectivité est importante, elle permettra une meilleure tenue du masque lors de la gravure. Ceci est important car pour obtenir des gravures profondes de qualité, il faut que le masque soit le plus fin possible afin de faciliter l'optimisation de l'étape de lithographie. Plus le film de résine est fin, plus la sélectivité doit être importante. Dans ce cas de transfert de masque, la sélectivité finale obtenue est alors suffisante, néanmoins l'étape de transfert peut faire l'objet d'une légère dégradation des motifs du masque initial en PMMA.

Le processus technologique que nous allons utiliser tire son originalité de sa simplicité, à savoir un masque unique permettant de définir le réseau de trous de taille submicronique et le guide d'injection en une seule étape, ce même masque servant également pour la gravure profonde. La technologie de fabrication adoptée utilise une résine électro-sensible négative. En effet, l'idée est de supprimer l'étape de transfert en utilisant une résine qui permet à la fois de définir les motifs du cristal photonique et de servir de masque lors de la gravure. En outre, l'utilisation d'une résine négative réduit, dans notre cas, considérablement le temps d'écriture au masqueur électronique car elle permet de restreindre l'écriture aux zones de semi-conducteurs qui définissent les guides optiques et les contours des trous formant la lentille (Fig. 3.4).



Figure 3.4 : Représentation de la zone écrite en utilisant une résine négative

Le choix de cette résine doit répondre à deux contraintes majeures :

-<u>Contrainte de gravure</u> : L'épaisseur de dépôt doit être suffisante afin de créer un masque dur qui résiste le temps de la gravure profonde.

-<u>Contrainte de dimension</u> : Les formes reproduites sont parfois de petites tailles, certains objets écrit lors de la lithographie, spécialement l'écart entre certains trous, étant de quelques dizaines de nanomètres, la résolution doit être très basse (inférieure à 10nm). De plus, les rapports d'aspects pour une révélation et une gravure profonde de qualité ne doivent pas être trop importants. L'épaisseur de résine doit donc être précisément maitrisée.

La résine répondant à ces contraintes est la résine HSQ (Hydrogène SilsesQuioxane) FOX-16 fabriquée par la société Dow Corning (Midland MI USA). Cette résine a été utilisée à la base comme diélectrique à faible constante diélectrique pour séparer des interconnexions métalliques dans des circuits intégrés[76]. En 1998 Namatsu et al.[77] découvrent qu'il est possible d'utiliser la résine HSQ comme masque pour la lithographie électronique.

Cette résine est constituée principalement d'un polymère et d'un solvant permettant son enduction. C'est une résine dont l'épaisseur de dépôt est comprise entre 5200Å et 6700Å pour une vitesse de rotation de dépôt de 2000rpm à 4000rpm. Elle combine une grande résolution (8nm) pour une sensibilité modérée et une rugosité faible. Certaines précautions doivent être prises lors de l'enduction (seringue disposant de filtre) et du stockage (<5°C) car cette résine est très sensible aux contaminations et aux températures élevées [78] pouvant jouer sur le contraste et la sensibilité de cette dernière. C'est une résine inorganique dont la structure moléculaire (Fig. 3.5) est une structure aléatoire en forme de cages de tailles différentes dont la formule est (HSiO₃)_{2n}.



Figure 3.5 : a) Structure en réseau de la résine HSQ-FOX16, b) Structure de la résine après écriture

Ces structures moléculaires sont ouvertes lors de l'exposition, les liaisons Hydrogène-Silicium sont cassées et converties en Silanol (SI-OH – figure 3.5b) . Ces groupes de Silanol cassent la structure en forme de cage de la molécule pour former un réseau linéaire donnant une forme amorphe qui est proche de celle du Silicium changeant ainsi la solubilité de la résine. Ainsi, les parties insolées dans notre cas, seront renforcées et resteront lors de la révélation.

Avant l'enduction, une étape de déshydratation est nécessaire afin d'évacuer les solvants présents suite au nettoyage de l'échantillon à l'acétone et à l'alcool. Cette déshydratation permettra aussi une meilleure adhérence de la résine sur le substrat.

L'enduction se fait à l'aide d'une tournette. Cette enduction par rotation permet un meilleur étalement de la résine, de plus, lors de la rotation, le film va s'étaler et libérer les solvants contenus dans la résine augmentant la concentration du polymère et aussi sa viscosité durcissant ainsi le film déposé. Pour notre fabrication, nous devons déposer environ 500nm de résine uniformément sur un demi-wafer. Les paramètres de tournette utilisés sont les suivants :

-Vitesse : 1000 tour/minute
-Accélération : 1000 tour/minute²
-Durée : 30 secondes

Même avec ces paramètres, l'enduction n'est pas tout à fait homogène, l'irisation du dépôt pouvant nous indiquer que l'épaisseur n'est pas uniforme sur la surface de l'échantillon. En effet, des mesures par réflectométrie montrent des différences sur un même demi-wafer de quelques dizaines de nanomètres d'un point à un autre. Néanmoins, cela n'est pas un obstacle pour la suite du procédé.

Après dépôt, deux recuits sont effectués de 2 minutes chacun sur plaque respectivement à 150°C et à 220°C afin d'évacuer le reste de solvant. Ils permettent aussi de relaxer les contraintes accumulées dans le film, de diminuer la rugosité de la résine, et d'améliorer l'adhésion au substrat. L'échantillon est alors prêt pour l'étape d'écriture électronique.

3.1.5 Ecriture par Lithographie électronique

L'étape de lithographie électronique permet de transposer sur la résine les formes des objets sous étude. L'équipement utilisé est un Nanomasqueur EBPG 5000Plus fabriqué par la société LEICA. L'intérêt d'utiliser une lithographie électronique est qu'elle ne nécessite pas de masque physique comme en lithographie optique. L'écriture est séquentielle et se fait en utilisant un masque virtuel créé auparavant sur logiciel (Fig. 3.6) qui permet de définir les zones qui seront ensuite écrites sur la résine négative par le faisceau d'électrons.



Figure 3.6 : Fenêtre du logiciel d'édition de masque électronique Layout editor

L'échantillon est placé dans une enceinte où un vide primaire puis secondaire est créé. La figure 3.7 est une représentation simplifiée de l'intérieur du nanomasqueur. Le masque virtuel est chargé dans l'ordinateur de commande. C'est ce dernier qui contrôlera les bobines de déflection qui permettront de balayer la surface de l'échantillon et, avec la combinaison de l'obturateur, reproduira les

formes contenues dans le fichier du masque virtuel. En appliquant une tension entre la cathode et l'anode, le canon à électrons envoie un faisceau d'électrons accélérés. La focalisation du spot d'électron permet d'atteindre des résolutions inférieures à 10 nm. Une étude préliminaire sur la dose doit toutefois être effectuée avant l'écriture du masque. Cette étude qui relie les paramètres d'exposition et l'épaisseur de la résine permet de voir l'influence de la dose sur les dimensions et les formes finales des motifs.



Figure 3.7 : Schéma simplifié de l'intérieur du bâti du nanomasqueur

Comme évoqué précédemment, il existe une certaine différence d'épaisseur de résine d'un point à l'autre de l'échantillon enduit. La dose choisie doit alors être celle qui permet d'obtenir le meilleur résultat en termes de précision sur la géométrie pour la majorité des lentilles sur l'ensemble du substrat. Concrètement, pour connaître la valeur de dose optimale dans notre procédé, il faut faire une étude de variation de dose sur un échantillon test. La dose représente une quantité de charge surfacique qui dépend du courant envoyé à l'échantillon. L'intensité de ce courant est directement reliée à la résolution du faisceau d'électrons. L'optimum en termes de résolution correspond à des courants faibles qui nécessitent des temps d'écriture parfois longs. Pour des courants forts, la résolution se dégrade mais permet d'envisager des temps d'écriture beaucoup plus courts. Il faut alors trouver un compromis entre résolution et temps d'écriture. La qualité de la révélation des dispositifs insolés par une variation de dose nous indiquera quelle valeur il est judicieux d'utiliser. Ainsi, pour une tension d'accélération de 100kV et une épaisseur de résine équivalente à 500nm nous obtenons une valeur de dosage optimale de 1800µC/cm². Le masque peut alors être écrit sur l'échantillon résiné.

Certains problèmes peuvent néanmoins être rencontrés lors de l'écriture, ces incidents sont répertoriés ci-dessous, ils ont été chacun résolus lors de la thèse de N. Fabre :

-Problème de raccord de champ :

Le masqueur insole séquentiellement l'échantillon par zones. Cette fenêtre d'écriture est une fenêtre de 200x200µm dans laquelle le faisceau d'électrons est défléchi pour insoler la surface. D'une zone à une autre, la fenêtre se positionne pour insoler une nouvelle zone, ce déplacement peut alors entrainer un décalage du porte échantillon de quelques dizaines de nanomètres. Cet écart peut alors provoquer des cassures dans la structure à fabriquer. L'exemple suivant est la représentation d'un raccord de champ au milieu d'un guide. Pour pallier ce problème, un interféromètre laser est utilisé permettant l'ajustement de la déflexion du faisceau lors de l'écriture.





Figure 3.8 : a) Image MEB de la lentille et du problème de raccord de champ au niveau du guide avec b) zoom sur la partie du guide coupé

-Effet de proximité :

Cet effet concerne l'écriture des motifs peu éloignés entre eux, ce qui est le cas des structures à base de cristal photonique. En effet, la diffusion des électrons dans la résine provoque un élargissement de la zone réellement écrite par rapport au dessin initial. Il en résulte un profil de diffusion par motif qui s'étale de part et d'autre. Si les motifs sont proches, il y a superposition de l'étalement des profils et les zones initialement non écrites peuvent présenter des doses importantes (Fig. 3.9a). Ainsi des objets proches peuvent fusionner ou présenter une dégradation importante des côtes initiales. Dans notre cas, le respect de la forme circulaire des trous ainsi que de la période du réseau (Fig. 3.9b) sont les figures de mérite importants.


Figure 3.9 : a) Illustration du phénomène de l'effet de proximité recouvrant des objets proches; b) Forme de l'objet obtenu après révélation

L'origine de ces effets provient à la fois de la forme réelle du faisceau d'électrons et de la rétrodiffusion d'électrons dans la résine lors de l'écriture (Fig. 3.10). Pour corriger ce problème, plusieurs solutions sont combinées : l'utilisation d'une résine fine associée à une tension d'accélération ajustée permet d'améliorer les résultats. Si le problème est persistant, on peut appliquer une correction de proximité additionnelle qui consiste à moduler spatialement la dose de base du motif en fonction de sa position sur le masque.



Figure 3.10 : Schéma représentant la rétrodiffusion d'électrons dans une résine

Une fois le masque transféré sur la résine, il reste à développer les zones insolées afin de garder uniquement les zones d'intérêt qui serviront de masque pour la gravure. Une étape de densification est ensuite nécessaire avant la gravure.

3.1.6 Révélation et densification

Après l'exposition, la révélation des zones écrites se fait dans un bain KOH (AZ 400) dilué avec de l'eau désionisée dont les proportions sont de 3:1(eau DI/KOH) permettant l'obtention d'un fort contraste[79]. Ce mélange permet une dissolution de la résine non insolée (Fig. 3.11a). La durée de développement est estimée à 1min30 ce qui donne une vitesse de révélation de 300nm/min. C'est aussi

à cette étape que peuvent apparaître certains problèmes. L'image 3.11b représente la zone de l'échantillon après l'écriture et le développement. Le but de cette étape est de révéler correctement la résine dans les trous afin que ceux-ci soient correctement gravés. On peut distinguer sur chaque interface que la partie de résine entre les trous et l'interface a disparu lors de la révélation. Il faut prendre en compte cet effet pour la suite du processus en rajoutant un mur de diélectrique de quelques dizaines de nanomètre à chaque interface afin que ce mur tienne lors de la révélation.



Figure 3.11 : a) Image MEB de la lentille après écriture et révélation avec en insert un zoom sur la partie développée b) Vue tiltée de la zone révélée le long de l'interface.

La résine en l'état ne résiste pas à l'attaque de la gravure profonde. La vitesse de gravure est trop faible et ne permet pas de masquer les zones durant tout le processus de gravure. Dans cette situation, on graverait non seulement les parties non recouvertes de résine mais également la résine elle-même et ensuite la partie de substrat qu'elle est censée protéger. Pour améliorer la résistance à la gravure de la résine, il faut la densifier sous un plasma O₂. Ce processus d'oxydation par plasma O₂ se fait dans un bâti OXFORD PlasmaLAB 80 PLUS. Il permet à la résine HSQ d'améliorer sa transformation en réseau et d'augmenter sa résistance. Les paramètres choisis pour cette densification sont récapitulés dans le tableau 3.1 :

Gaz	Puissance	Pression	Durée
O ₂ /40sccm	120W	50mT	10 minutes

Tableau 3.1 : Paramètres utilisés pour la densification de la résine

Après cette étape, la vitesse de gravure du masque est estimée à 20nm/min alors que la vitesse de gravure du semiconducteur est de 400nm/min. Donc pour une gravure de 2µm il faut graver le

semi-conducteur 5 minutes. On grave donc en parallèle 100nm de masque ce qui est suffisant car le masque à une épaisseur de 400nm.

Une fois le masque de résine révélé et densifié, l'étape suivante consiste à reproduire le masque dans la couche épitaxiée en utilisant une gravure profonde de type ICP (Inductive Coupled Plasma)

3.1.7 Gravure profonde ICP (Inductive Coupled Plasma)

La gravure profonde ICP combine deux types distincts de gravure : l'une chimique et l'autre physique. Cette combinaison permet des vitesses de gravure 10 à 30 fois plus élevées que l'utilisation de chaque procédé séparément. La gravure physique bombarde la surface du substrat d'ions à haute énergie grâce au plasma généré dans le bâti, cassant ainsi les liaisons des atomes constituant les couches attaquées, tandis que la gravure chimique (action des espèces neutres contenues dans le plasma) permet la formation d'espèces volatiles à partir de réactions entre la surface et les ions présents dans le plasma. Cette gravure chimique se fait en plusieurs étapes dans le bâti. Tout d'abord il y a la création d'espèces chimiques réactives dans le plasma, ensuite il y a l'adsorption à la surface du substrat suivi de la formation de composés à la surface. Finalement le composé volatile subit une désorption suivi d'un pompage qui évacue ces composés. Il faut donc choisir précautionneusement les composés du gaz qui réagira avec le substrat à graver. Pour graver de l'InP, ainsi que le composé quaternaire InGaAsP, il faut utiliser les gaz Cl₂/H₂/CH₄ [80]. Chaque gaz réagit de facon spécifique, les radicaux CH_3 provenant du méthane (CH_4) et le dihydrogène (H_2) réagiront respectivement avec l'Indium et le Phosphore créant ainsi les composés volatiles : In(CH₃) et PH₃. Le Chlore agit avec l'Indium et créé le composé InCl₃ qui est non volatile et permet d'être utilisé comme inhibiteur de gravure pour limiter la gravure sur les flancs et ainsi améliorer l'anisotropie de ces derniers. Le Chlore réagit également avec le Gallium, créant le composé volatile GaCl₃. L'hydrogène réagit avec le Phosphore créant le composé PH₃ qui est volatile et est donc considéré comme un agent de gravure. Un récapitulatif est présenté dans le tableau 3.2 suivant donnant l'effet de chaque gaz, le composé créé ainsi que les doses utilisées lors de la gravure.

Gaz	Débit (sccm)	Composé	Action
CH4 – méthane	7	In(CH3)3	Volatile : gravure
H2 – dihydrogène	8	PH3	Volatile : gravure
Cl2 - dichlorure	8	InCL3	Non volatile passivation
		GaCL3	Volatile

Tableau 3.2 : Paramètres utilisés pour la gravure profonde

Cette gravure se fait dans un bâti OXFORD : PLASMALAB System 100 (dont un schéma simplifié est représenté figure 3.12. Dans l'enceinte du bâti, un plasma de gaz est créé en appliquant un signal RF entre chaque électrodes (cathode et anode) ionisant ainsi le gaz présent et apportant l'énergie nécessaire aux ions pour accélérer en direction du substrat où l'espèce ionisée sera adsorbée. Ce plasma de haute densité électronique permet en outre de travailler à basse pression.



Figure 3.12 : Schéma simplifié de l'intérieur du bâti ICP

Cette gravure est délicate car chaque paramètre peut influer sur le résultat final de la gravure, que ce soit sur les dimensions ou la forme du dessin à reproduire ou encore sur la rugosité et la verticalité des profils de gravure.

3.2 Défauts de fabrication

Certains problèmes apparaissent après la gravure profonde. Que ce soit du micro-masquage, une perte de la géométrie initiale ou encore une gravure incomplète dans les trous, ces difficultés doivent être corrigées car elles jouent sur la qualité du cristal fabriqué. Les principaux problèmes rencontrés sont les suivants :

3.2.1 Le micro-masquage

Ce phénomène est traité régulièrement dans la littérature portant sur les méthodes de gravure de l'InP [81,82]. L'apparition, après gravure, d'un micro-masquage sur toute la surface de l'échantillon peut être visualisé à l'œil nu car la surface de l'échantillon présente une couleur noire et mate. Il peut être très localisé, à cause d'une révélation incomplète, ou alors présent sur toute la surface de l'échantillon gravé. Dans ce cas, le micro-masquage est dû à la gravure et spécialement aux espèces présentes dans le plasma. Au final l'échantillon est recouvert de ce que l'on appelle "grass" en anglais ou "herbe", on aperçoit en effet de petites aiguilles disséminées sur la surface de l'échantillon, très caractéristiques dès que l'on observe le phénomène au microscope électronique à balayage(Fig. 3.13). Une analyse plus complète est alors indispensable pour connaître l'origine de ce micro-masquage.



Figure 3.13 : a) Image MEB d'une zone particulière de l'échantillon ayant subit un micro masquage; b) Image MEB d'une zone entière après micro-masquage

Le micro-masquage gêne la gravure car il agit sur toute la surface de l'échantillon et empêche la gravure sur chaque micro-masque. En étudiant plus profondément ce phénomène par Spectrométrie en énergie (Energy Dispersive Spectrometry) couplée au MEB qui permet de détecter les composés en présence sur la surface de l'échantillon, il a été constaté qu'une importante quantité de composés chlorure et indium était présente. Pour rappel, le composé InCl₃ est utilisé pour la passivation des flancs lors de la gravure afin d'améliorer l'anisotropie de la gravure. En petite quantité, ce composé qui se dépose sur l'ensemble de l'échantillon ne gêne pas l'étape de gravure physique mais s'il se retrouve en quantité importante sur la surface de l'échantillon, il agira comme il se doit en masque pour limiter la gravure. On peut alors se poser la question de l'origine de cette accumulation du composé InCl₃ qui devrait être éliminé en surface après l'étape de passivation. Dans la littérature, il a été démontré que quand il y a apparition de micro-masquage, une des causes peut être une augmentation surfacique de la température lors de la gravure associée à l'utilisation de méthane facilitant ainsi le dépôt du composé chlorure d'indium (InCl₃) sur la surface [83]. Pour certaines gravures, il a été ajouté un gaz, l'Hélium qui permet de diminuer la température ambiante du bâti lors de la gravure. Les quelques tests réalisés dans ce sens en salle blanche ont été concluants : on observe en effet l'absence de micro-masquage quand on ajoute de l'Hélium dans l'atmosphère du bâti.

Il est à noter que l'apparition de ce micro-masquage est souvent aléatoire. Pour les mêmes caractéristiques de gravure, il peut y avoir ou non ce phénomène. Ceci peut être dû à la forme des objets gravés ou au facteur de remplissage des réseaux gravés. En effet il peut y avoir plus ou moins d'espace pour l'évacuation des espèces entre chaque étape de gravure/passivation. De même, il peut y avoir micro-masquage lors d'un apport trop important d'hydrogène [84]. Une autre étude [85] démontre qu'il faut garder un rapport H/(H+Cl) constant pour éviter le phénomène de micro-masquage. Ces solutions restent difficiles à démontrer car le nombre important de paramètres utilisés lors de la gravure ainsi que leur impact sur les caractéristiques de gravure peuvent ou non être liés. Il est donc parfois difficile de savoir sur quel aspect va jouer le changement d'un seul paramètre.

3.2.2 Problème de dimensions aux interfaces

La figure 3.14 représente la superposition du design réalisé pour le masque électronique (image verte et noire) dans le cas des couches anti-réfléchissantes et de l'image MEB de la structure fabriquée afin de voir en surbrillance (gris) uniquement les bords de gravure de la lentille. On se rend compte qu'il y a des différences sur la forme finale de l'objet et spécialement à l'interface. Par exemple, dans le cas d'une interface en triangle, la base est à peu près la même à 20 nm près alors que la hauteur est réduite de 80 à 100nm.

Superposition des deux images :



Figure 3.14 : Superposition de l'image du masque (vert et noir) à l'image MEB saturée (bord gris)

Pour la suite des travaux il faut prendre en compte l'impact, sur la taille finale de l'interface d'adaptation, des différentes étapes technologiques. Pour cela on augmente systématiquement la hauteur de chaque triangle de 100nm et la base de 20nm afin de se rapprocher au plus de la taille théorique optimale. Il faut garder en tête aussi, pour l'étude du composant, qu'il est impossible d'obtenir exactement la forme théorique de l'objet. Chaque étape technologique a un impact sur la dimension des objets. Lors de l'exposition, le canon à électron à une résolution de spot de l'ordre de 10nm. Lors de la révélation il est possible de perdre quelques nanomètres sur les cotés car l'effet de proximité est toujours légèrement présent. Lors de la gravure profonde, celle-ci n'étant pas parfaitement anisotrope, il y a une perte de quelques nanomètres sur les cotés ou sur le diamètre des trous. Au final, ces dégradations expliquent les différences entre la forme géométrique optimale réalisée sur le masque et la forme finale obtenue après fabrication. On peut toutefois essayer d'adapter la géométrie du masque pour se rapprocher au mieux de la lentille optimale simulée (Fig. 3.15).



Figure 3.15 : Image MEB de la lentille optimale

3.2.3 Problème de la gravure des trous

Un autre problème issu de la gravure profonde est la différence de niveau entre la surface du substrat autour de la lentille et la profondeur de gravure atteinte dans le trou (Fig. 3.16a). La gravure autour de la lentille peut atteindre 2,5 à 3μ m de profondeur alors que dans le même temps la gravure à l'intérieur des trous est de 1,3 μ m. Ceci s'explique par le manque d'espace pour évacuer les espèces dans le trou. C'est un phénomène qui s'accentue quand la profondeur augmente donnant une forme conique dans le fond du trou (Fig. 3.16b). Cette gravure incomplète des trous provoque des pertes de substrat. On ne peut toutefois pas augmenter le temps de gravure, pour avoir des trous gravés sur 2μ m, sous peine de voir la profondeur extérieure devenir trop importante et pénaliser ainsi les mesures.



Figure 3.16 : a) Vue schématique de la différence du profil de gravure sur les bords de la lentille et dans les trous b) Coupe au FIB (Focused Ion Beam) de l'intérieur de la lentille fabriquée

Pour se donner une idée de l'impact de cette différence de gravure dans les trous, des simulations FDTD 3D ont été réalisées afin de comparer les résultats d'un cristal dont la gravure est profonde de 2μ m dans les trous (cas idéal) et un cristal dont la profondeur de trous est de 1.3μ m(Fig. 3.17). Le résultat montre bien qu'une partie du signal est perdu dans le substrat diminuant ainsi l'intensité du signal au point de focalisation. Néanmoins on ne perd pas la propriété de focalisation et donc l'indice négatif reste globalement égal à -1.



Figure 3.17 : a) Carte de champ de la simulation 3D avec une gravure a) complète des trous et b) une gravure sur 1.3µm

Nous allons après chaque étape majeure (Lithographie, révélation et gravure profonde) vérifier la géométrie des cristaux fabriqués au microscope électronique à balayage (MEB). En effet, l'une des principales difficultés est de ne pas changer le facteur de remplissage pour l'ensemble du cristal afin que ces propriétés de dispersion restent proches de celles simulées. Malgré cela, il y aura toujours quelques erreurs de fabrication impliquant des variations mineures sur le résultat attendu.

Enfin, l'étape finale consiste à retirer le reste de résine dans un bain d'Acide fluorhydrique (HF) dilué à 50%. Le prototype est alors prêt pour les mesures SNOM (microscopie optique en champ proche) qui sont effectuées à l'Institut Carnot de Dijon dans l'équipe dirigée par Frédérique De Fornel et que nous allons présenter dans le chapitre suivant.

Chapitre 4 : Caractérisation des lentilles plates à cristaux photoniques

Dans ce chapitre, nous allons présenter les principaux résultats de caractérisation obtenus sur les prototypes de lentilles fabriquées dans le chapitre précédent. Nous avons, dans le cadre du projet FANI, décidé d'utiliser les techniques de microscopie optique en champ proche et nous verrons que l'analyse des images mesurées est non seulement loin d'être immédiate mais qu'elle se révèle également très délicate à mener même soutenue par des simulations bi- ou tridimensionnelles. Dans une première partie nous allons présenter l'outil de caractérisation de nos structures qu'est le SNOM (Scanning Near-field Optical Microscopy), permettant la caractérisation de composants optiques de tailles nanométriques[86-88] puis, dans une deuxième, les résultats de mesures obtenus. Le bâti a été mis en place par l'équipe d'Optique de Champ Proche dirigée par Frédérique De Fornel de l'institut Carnot de Bourgogne à Dijon[89-91]. Je tiens à remercier tout particulièrement Benoit Cluzel et Geoffroy Scherrer pour les mesures effectuées. Enfin nous confronterons les interprétations issues de nos analyses aux différentes simulations entreprises.

4.1 Outil de caractérisation

4.1.1 Le champ proche

Avant tout, il convient de discuter de la notion de champ proche. A partir de quelle distance peut on considérer que l'on passe du champ lointain au champ proche?

Autour d'une source donnée, la zone appelée champ proche est délimitée par la distance égale à $\lambda/2\pi$ [92]. En deçà de cette distance, l'amplitude des composantes évanescentes de l'onde générée n'est pas négligeable devant celle des composantes propagatives. Au-delà de cette zone, les ondes propagatives deviennent prédominantes, c'est le champ lointain. L'observation classique au microscope optique ne permet pas de récupérer les composantes évanescentes, qui pourtant transportent de l'information sur les détails les plus fins de la source, car la zone d'observation se situe en champ lointain.

L'idée est alors de récupérer cette information contenue dans les composantes évanescentes de l'onde en complément de l'information transportée par les composantes propagatives ce qui permettrait d'obtenir une résolution inférieure au critère de Rayleigh qui est de $\lambda/2$ en microscopie classique. Pour cela, en 1928, Synge[93] propose une expérience dans laquelle il illumine localement un échantillon à travers un écran opaque percé d'un trou sous longueur d'onde et en plaçant ce dispositif à une distance de l'échantillon inférieure à la longueur d'onde. Les ondes évanescentes créées par l'ouverture souslongueur d'onde interagissent avec l'échantillon et deviennent propagatives. Il est alors possible de récupérer les détails les plus fins en champ lointain.

Cette expérience fût réalisée pour la première fois en 1972 par E.A. Ash et G. Nicholls [94] mais en l'appliquant dans le sens inverse. En effet, si un trou sous-longueur d'onde permet de convertir des ondes propagatives en ondes évanescentes alors l'inverse est possible aussi. Ainsi les ondes propagatives interagissent avec l'échantillon, il en résulte des ondes évanescentes qui sont récupérées par un détecteur de taille sous longueur d'onde qui convertit ces ondes évanescentes en ondes propagatives.

Il faudra attendre 1984 [95] pour voir la première réalisation d'une telle microscopie appliquée aux fréquences optiques. Pour cette gamme de fréquence, le trou sous-longueur d'onde est remplacé par une sonde locale de petite taille par rapport à la longueur d'onde placée à une distance de quelques dizaines de nanomètres de l'échantillon à analyser. Les principes de bases de la microscopie champ proche étant posés, nous allons nous intéresser plus particulièrement au bâti SNOM qui va être utilisé pour notre étude.

4.1.2 Le bâti SNOM

Il existe deux façons de procéder pour obtenir l'information en champ proche. La première, nommée microscopie en mode illumination, consiste à illuminer l'échantillon en champ proche, fidèle au principe de Synge. Le signal est envoyé, le plus souvent par une fibre optique, à une distance très proche de l'objet, il est ensuite récupéré en champ lointain par des détecteurs numériques. La deuxième méthode, nommée microscopie en mode collection, consiste à collecter en champ proche. Dans ce cas, la source est située en champ lointain et le signal interagit avec l'objet. Les ondes évanescentes et propagatives sont récupérées en champ proche par une sonde locale (souvent une fibre optique (Fig. 4.1)). C'est cette dernière méthode que nous allons majoritairement employer pour nos mesures.

Dans les deux cas, l'utilisation d'une sonde locale est nécessaire. Nous allons à présent détailler le type de sonde utilisée pour nos mesures ainsi que les méthodes de fabrication de ces dernières.



Figure 4.1 : Schéma de principe de la conversion des ondes évanescentes en ondes propagatives par la sonde.

4.1.2.1 Les sondes locales

Les sondes locales utilisées pour la microscopie en champ proche en mode illumination ou collection sont des fibres optiques. La fabrication se fait soit par étirage à chaud soit par voie chimique. La première consiste à chauffer par un laser CO_2 une zone de la fibre et d'appliquer une force de traction mécanique afin d'étirer le point chaud pour diminuer le diamètre de la fibre jusqu'à la rupture. La seconde, appelée méthode de Turner, consiste à plonger la pointe de la fibre dans un bain d'acide fluorhydrique. La fibre est attaquée chimiquement et forme à l'extrémité une pointe.

Dans le cas d'une microscopie en mode collection, l'ouverture de la sonde locale permettra une conversion des ondes évanescentes en ondes propagatives et la fibre acheminera cette information jusqu'à un détecteur. La nature de l'information reçue par ce type de sonde est proportionnelle à la densité d'énergie du champ électrique en régime stationnaire.

4.1.2.2 Asservissement

Pour effectuer la mesure, la sonde doit balayer la surface de l'échantillon. Afin d'éviter une collision entre la fibre et l'objet à mesurer deux types d'asservissement peuvent être envisagés. Le premier est un asservissement à hauteur fixe. On ne tient absolument pas compte de la surface de l'échantillon et de la présence éventuelle de dénivelés importants (présence de mésas par exemple). Plus facile à mettre en œuvre mais beaucoup plus risqué pour la sonde et l'échantillon sous étude car si la hauteur choisie est insuffisante, la sonde peut entrer en collision avec l'échantillon pendant le balayage provoquant la destruction de ce dernier. Le deuxième type d'asservissement consiste à faire

une cartographie de l'objet à mesurer en faisant varier l'altitude de la sonde. Seule la distance entre la sonde et l'échantillon reste fixe (Fig. 4.2). La fibre suit donc la topologie de l'objet.



Figure 4.2 : Représentation de l'asservissement en hauteur de la sonde

Cette approche est plus complexe à mettre en œuvre car elle nécessite un asservissement contrôlé mais a l'avantage de créer en plus de l'image de mesure, une image topographique de l'objet. Cet aspect s'avérera très utile pour l'étude des images mesurées car il permet de connaître l'emplacement de la sonde à tout moment. La figure 4.3 représente un schéma simplifié du contrôle de l'asservissement en hauteur. Cet asservissement est géré par la combinaison d'un pont de Wheastone et d'une boucle de rétroaction. Il faut au préalable mettre le pont de Wheastone en dehors de toutes interactions sonde-échantillon. Pour cela la sonde est placée à une hauteur suffisante par rapport à la surface de l'échantillon. On vient ensuite faire vibrer la fibre parallèlement à la surface en excitant un mode propre de cisaillement. Lorsque la sonde se rapproche de la surface de l'objet, l'amplitude de vibration change et l'équilibre du pont de Wheastone est rompu. L'analyse du déséquilibre par une détection synchrone permet, grâce à une boucle de rétroaction, de remettre le pont à l'équilibre en changeant la distance échantillon-sonde. C'est cette boucle de rétroaction qui permet de garder constante l'amplitude de vibration et donc la distance entre la sonde et la surface de l'échantillon.



Figure 4.3 : Schéma de la boucle de rétroaction régissant l'asservissement en hauteur[96].

Par défaut, la fibre se déplace en gardant une distance par rapport à l'échantillon de quelques nanomètres. Ce mode appelé 'mode au contact', permet d'obtenir les informations sur le champ évanescent. En parallèle, une mesure topographique est effectuée ligne à ligne. Il est alors possible de connaître la cartographie de la structure sous mesure. Cette cartographie permet d'utiliser un autre mode, le mode "interleave". Il utilise les données enregistrées lors d'un passage de la sonde sur l'objet et mémorise le déplacement en hauteur dû à l'asservissement. Il suffit d'appliquer le même déplacement en altitude, ajouté à une distance fixe h, pour obtenir l'image en "interleave". La sonde balaie alors la surface avec une distance constante h entre la structure et la sonde.

L'un des inconvénients de cette méthode, notamment dans le cas d'étude de cristaux photoniques en réseau de trous, est que la sonde aura une certaine course dans le trou. Ceci entraine une intensité plus importante du signal optique à cet endroit. Ces trous, dans notre cas, ont un diamètre de quelques centaines de nanomètres pour une profondeur supérieure au micron. Les effets de bords associés à la taille réelle de la sonde vont rendre impossible le suivi "exact" du profil de l'échantillon et ne nous donneront qu'une image topologique approchée du prototype. Pour les mêmes raisons, les flancs abrupts de l'échantillon apparaitront "inclinés" sur la topologie. Ce n'est toutefois pas le seul problème que l'on peut rencontrer dans les images mesurées au SNOM. La lecture d'une image, et donc son interprétation est très souvent délicate et peut venir être troublée par différents artefacts. Quelques origines potentielles d'erreurs de mesures sont présentées ci-dessous ainsi que leurs causes.

4.1.3 Images et artefacts

Grâce à ce microscope, il est possible d'obtenir des informations localisées sur le champ ou sur la topologie de l'objet sous étude. Toutefois, ces images peuvent présenter des artefacts dus à la forme de la sonde. La taille non finie de l'extrémité de la sonde influence l'allure finale du champ relevé. Il en découle, dans notre cas, des mesures de résolution plus importantes qu'en réalité. Pour corriger ce problème il est possible de convoluer les distributions de champ obtenues par des gaussiennes afin de se rapprocher de la densité réelle.

La forme de la pointe de la sonde est également importante. Après fabrication, il peut arriver que l'extrémité (coupe transversale) ne soit pas parfaitement ronde mais elliptique. La densité de champ obtenue subira alors une déformation dans les deux axes de l'ellipse correspondant au rapport d'ellipticité de la sonde provoquant ainsi une "déformation" de l'image attendue.

Si l'on additionne l'ensemble des effets nécessaires à l'obtention d'une image : maîtrise de l'injection (polarisation de l'onde, puissances, etc...), connaissance de l'onde collectée (capture de modes évanescents à proximité d'une surface, mesure d'une onde propagative dans l'air), selon la position de la sonde au dessus de l'échantillon, on se rend très vite compte qu'une image SNOM est souvent délicate à interpréter. Afin d'éviter toute interprétation "abusive" d'un effet, nous aurons toujours soin de comparer ces mesures à des simulations que nous tacherons de mener dans des conditions les plus proches possibles de la configuration expérimentale (en 3D) même si cela se révèle numériquement également difficile à mettre en œuvre (problème de ressources numériques). En effet, nous verrons que parfois, l'interprétation "quantitative" d'une image SNOM au seul vu d'une simulation bidimensionnelle peut mener à des conclusions indiquant certes des performances excellentes mais erronées!

4.1.4 Conclusion

Nous allons donc utiliser un tel instrument développé à l'Université de Dijon pour l'étude de nos structures à base de cristaux photoniques. Pour nos lentilles, un laser accordable entre 1450nm et 1590nm est envoyé sur l'entrée du guide monomode intégré à l'échantillon. Le signal se propage dans le guide et en sort à l'autre extrémité en rayonnant pour ensuite interagir avec le cristal photonique. La sonde peut alors balayer la zone comprise entre la sortie du guide et le point de focalisation derrière la lentille pour recueillir la carte de champ. Un guidage par ordinateur nous permet de zoomer sur les zones d'intérêts. Il est également possible sur ce bâti d'envoyer soit un mode TE soit un mode TM grâce à un prisme situé entre le laser et le guide d'entrée.

Cet équipement permet aussi de réaliser des spectres de transmission des structures sous étude. Pour cela, la fibre collecte le signal en sortie de guide pendant que le laser balaie en fréquence, un banc de transmission couplé au SNOM affiche alors le spectre en transmission[97].

A titre de remarque, pour la construction des images SNOM, signalons que la méthode "inverse" d'injection/collection a également été utilisée, à savoir l'injection du signal source par la sonde et la collection au niveau du guide d'injection de notre prototype. Par réciprocité, nous avons pu vérifier que les deux images obtenues étaient, dans leurs caractéristiques, quasiment identiques. Résultat attendu théoriquement, mais toujours rassurant à observer au vu de la complexité de la manipulation.

Nous allons nous intéresser maintenant aux résultats de mesure en nous arrêtant plus particulièrement sur deux types de structures étudiées dans le chapitre 2 : les lentilles adaptées puis les lentilles collées avec ou sans défauts.

4.2 Mesure des structures à adaptation d'impédance.

Pour rappel, il a été vu dans le chapitre 2 que pour améliorer la transmission au travers de la lentille plate, il faut ajouter un mur d'adaptation ou couche anti-réfléchissante à chaque interface. Cette couche se présente sous la forme d'une série de triangles, chacun en face d'un trou du réseau, dont les sommets sont dirigés vers l'extérieur. Cette adaptation a théoriquement pour conséquence une nette diminution de la réflexion pour une large gamme angulaire de rayons incidents. Dans la suite, nous reportons les résultats obtenus lors des mesures pour ce type de structures.

4.2.1 Principe de la mesure en transmission.

La lentille à mesurer est constituée d'un réseau triangulaire de trous de 347nm de diamètre pour une période de 476nm, gravé dans une hétérostructure d'InP/InGaAsP/InP. Elle est composée de 13 rangées de trous suivant l'axe de propagation qui correspond à une largeur de 5,4µm pour une largeur de 28µm (60 périodes). La source est représentée par un guide monomode de largeur égale à 400nm qui simulera une source quasi-ponctuelle située à une distance de 2,7µm de l'interface d'entrée. La focalisation est attendue à 2,7µm de l'interface de sortie de la lentille. Si, sur une simulation numérique bidimensionnelle, il apparaît facile de définir un "coefficient de transmission" du point d'injection (source) au point de focalisation, il en va tout autrement dès lors que l'on intègre la troisième dimension, aussi bien numériquement qu'expérimentalement. Pour notre prototype, une définition simple peut être donnée pour la mesure de la transmission: à savoir le rapport entre l'intensité du signal optique en sortie de guide et celle au point de focalisation. Nous verrons expérimentalement toute la difficulté d'obtenir sur les images ces deux informations. En aucun cas, on ne pourra considérer cette grandeur comme une valeur "absolue", tout au plus une grandeur "relative" qui nous permettra de comparer entre eux les divers prototypes de lentilles fabriquées dans le but d'optimiser l'adaptation d'impédance.

Lors d'une campagne de mesure menée en 2008, il a été mesuré, pour une lentille dont l'interface n'est pas adaptée et dont le nombre de rangées dans la direction de propagation était de 21 rangées, une transmission inférieure à 1% [56]. Parmi les raisons, autre que la désadaptation d'impédance pour expliquer une valeur aussi faible, avaient été évoquées les pertes de propagation vers le substrat dans la lentille (peu de pertes) et de couplage avec l'air car le point de fonctionnement est en limite ou légèrement sous le cône de lumière, |n|=1, ainsi que la diffraction hors plan entre la sortie du guide d'injection et la première interface de la lentille, phénomène accentué par la rupture d'impédance air/lentille. Pour minimiser le premier de ces deux effets, nous avons tout d'abord changé le nombre de rangées en passant de 21 rangées à 13 rangées afin de récupérer un signal plus important en sortie de lentille. Ce passage de 21 à 13 rangées a permis de passer de moins de 1% de transmission à environ 5%. En dépit de cette amélioration, on observe clairement que la désadaptation air/lentille (dans le plan et hors plan) représente la source majoritaire de dégradation dans la transmission de la lumière. C'est sur cette lentille à 13 rangées qu'ont été ajoutées les interfaces d'adaptation décrites dans le chapitre 2. Les mesures se font en polarisation TM (champ électrique parallèle à l'axe des trous). La sonde utilisée est une fibre optique dont l'ouverture est de 20nm. Elle balaie la surface de l'objet et la surface de l'échantillon à une distance de 4nm. Une autre mesure "en interleave", à une hauteur de 1.5µm, ce qui correspond à l'altitude de la couche guidante, complète la mesure au contact afin de récupérer le signal focalisé.

L'une des difficultés pour l'évaluation précise de la transmission est la mesure de l'intensité en sortie de guide. En effet, la fibre commence sa descente uniquement en bout de guide. La descente n'est pas abrupte mais en pente, comme l'illustre la figure 4.4 qui donne l'image topographique du prototype sous étude. Nous reviendrons sur cet aspect lors de la confrontation théorie-expérience.



Figure 4.4 : Image SNOM de la topographie de la lentille à guide décollé

C'est pourquoi, lors du passage devant le cœur (hauteur de $1.5\mu m$), il y a un décalage en distance suivant l'axe de propagation entre la sortie réelle du guide et la mesure de l'intensité maximale en sortie de guide. Nous définissons alors la transmission comme le rapport entre le pic d'intensité maximale en sortie de guide et le pic d'intensité au point de focalisation.

4.2.2 Mesures

Au vu de la précision requise du design pour les surfaces anti-réfléchissantes et au vu de l'incertitude de report des dimensions du masque sur l'échantillon final lors des étapes technologiques successives, il a été fabriqué plusieurs types d'interfaces (Fig. 4.5). Dans chaque cas, la forme reste triangulaire mais différentes valeurs de hauteurs et largeurs ont été synthétisées. Le but est ici d'obtenir en fin de fabrication un dispositif présentant des caractéristiques géométriques proches de l'idéal soit $w_b=0.50a$, $h_b=0.01a$, et $h_t=0.69a$. Pour ces quatre géométries différentes de lentille, une image SNOM a été mesurée pour une longueur d'onde de 1530nm. Sur chaque image, la position estimée de la lentille, déduite de l'image topographique, est rappelée (pointillé) ainsi que les positions respectives de la source (REF in) et de l'image (points d'intensités maximales utilisés pour évaluer la transmission).



Figure 4.5 : Image SNOM mesurée pour des lentilles dont la couche anti-réflexion est constituée de triangle dont les dimensions sont a) $w_b=231$ nm et $h_t=291$ nm,b) $w_b=204$ nm et $h_t=306$ nm,c) $w_b=248$ nm et $h_t=323$ nm et d) $w_b=257$ nm et $h_t=317$ nm

On peut observer que les valeurs des triangles formant l'interface, pourtant proches, influencent significativement sur l'intensité de la focalisation. Dans chaque cas, la transmission a été améliorée par comparaison à la lentille nue. Le tableau 4.1 récapitule les résultats obtenus.

Couple (base –	a) 231nm	b) 204nm	c) 248nm	d) 257nm
hauteur)	291nm	306nm	323nm	317nm
Transmission estimée	18%	21%	10%	14%

Tableau 4.1 : Transmission mesurée en fonction de la géométrie des triangles constituant la coucheanti-réflexion

Le meilleur résultat est obtenu pour l'interface contenant les triangles dont la base est de 204nm et la hauteur de 306nm avec une transmission qui atteint 21%[98], soit une valeur 4 fois supérieure à celle mesurée sans l'interface d'adaptation. Il est à noter tout de même que bien que la couche anti-réflexion aide à limiter les pertes d'insertion à chaque interface, d'autres sources de pertes sont toujours présentes, comme par exemple les pertes de propagation vers le substrat ou encore les pertes transverses. De plus comme l'illustre les clichés SNOM, une réflexion en entrée semble toujours présente, contrairement aux simulations bidimensionnelles du chapitre 2. Comme nous l'expliquerons par la suite, la diffraction de l'onde dans l'air à la sortie du guide, hors plan de confinement de l'onde, phénomène non inclus lors de la conception des couches anti-réfléchissantes, représente une part importante des pertes d'insertion globales mesurées. Cette confrontation à la réalité tridimensionnelle par rapport à des procédures de design bidimensionnelles (très souvent cachées et/ou ignorées dans les publications relatives aux lentilles plates à cristaux photoniques) mérite une étude approfondie que nous initierons dans le paragraphe suivant.

Pour compléter cette étude sur la transmission, il a été également mesuré le spectre d'intensité de la lentille ayant les meilleures performances en termes de transmission pour vérifier la dépendance fréquentielle des structures et des couches anti-réfléchissantes. Pour cela, le spectre d'intensité du signal est mesuré en sortie de guide (Fig. 4.6a) et au point de focalisation (Fig. 4.6b) puis on effectue le rapport des deux spectres (Fig. 4.6c). On observe alors un maximum pour la transmission de 33% pour une longueur d'onde de 1533nm. On peut remarquer aussi la nette dépendance en fréquence des structures fabriquées. Comme déjà précisé ci-dessus, le gain obtenu sur la transmission est mesurable sur les quatre géométries fabriquées. Par contre, par rapport aux valeurs idéales trouvées lors de la conception (w=238nm, h_t =329nm et h_b =5nm), il semble impossible d'expliquer pourquoi l'optimal est obtenu avec la structure b (w=204nm, ht=306nm). Compte tenu du fait que le paramètre h_b est difficilement contrôlable expérimentalement, il faudrait multiplier le nombre de structures à mesurer en faisant varier w et h_t pour dégager les tendances significatives. D'un autre coté, une étude

paramétrique 3D pourrait être initiée, mais reste dans l'état actuel de nos ressources informatiques difficile à mettre en œuvre.



*Figure 4.6 : a)*Spectre d'intensité au point de focalisation, b) en sortie de guide et c)rapport des deux spectres

Néanmoins, ce résultat d'une augmentation d'un facteur 6 de la transmission grâce aux couches anti-réfléchissantes pour une longueur d'onde de 1.533μ m, proche de celle utilisée pour les calculs théoriques (1.55μ m), soit une différence de l'ordre du pourcent (17nm), reste très satisfaisante au vu des multiples incertitudes de fabrication et de mesures déjà évoquées. A ce stade, il apparaît également important d'évoquer le second paramètre capital pour une lentille plate à cristal photonique : sa résolution. Le gain en transmission s'accompagne-t-il d'une variation de résolution de la lentille? Il est difficile de trancher sur la question dans la mesure où l'ensemble d'échantillons utilisé dans cette campagne de mesure ne nous a pas permis de retrouver une résolution. Les résultats obtenue sur la lentille de 21 rangées de 2008, à savoir 0.6λ après déconvolution. Les résultats obtenus sont ici plutôt voisins de λ (1.3λ sans déconvolution). De plus, les formes complexes de "taches" obtenues sont difficiles à interpréter sur la seule base de simulations bidimensionnelles. C'est pourquoi dans le paragraphe suivant, nous allons grâce à des simulations 3D et une approche originale de "reconstruction" numérique des images SNOM, proposer des pistes permettant de comprendre les différents phénomènes entrant en jeu dans la double focalisation pour nos prototypes, tridimensionnels par essence.

4.2.3 Confrontation Mesure/Simulation

Afin d'analyser en détail les mesures réalisées sur les lentilles adaptées, il convient de les comparer aux simulations réalisées précédemment. Pour cela, les images des mesures "au contact" et "en interleave" de la lentille avec la meilleure transmission seront comparées aux cartes de champ des simulations 2D et 3D de cette même lentille. Dans un premier temps, pour la simulation 3D on sélectionnera une altitude fixe qui correspond à la hauteur de la couche guidante, soit une altitude de 1.5µm.

Commençons par une comparaison entre les cartes de champ issues des simulations bi- et tridimensionnelles (Fig. 4.7). On peut en effet penser que l'intégration de la troisième dimension dans la simulation pourrait avoir un impact sur la propriété de focalisation de la lentille.



Figure 4.7 : Simulation FDTD a)2D et b)3D de la lentille de référence adaptée à guide décollé

L'analyse de ces cartes de champ montre trois différences principales :

1. On observe tout d'abord que l'intensité au point de focalisation diminue

2. En entrée, on observe une accumulation du champ plus importante dans la simulation 3D.

3. En sortie, la forme de la tache est sensiblement modifiée.

A l'opposé, au sein du cristal, le comportement est quasiment équivalent, illustrant bien le phénomène de double focalisation par réfraction négative.

Les différences observées proviennent de la prise en compte, en 3 dimensions, des pertes hors plan. Comme évoqué précédemment, elles existent à deux niveaux. Du substrat vers la lentille, expliquant la baisse d'intensité en sortie. Puis dans l'air, principalement par diffraction, en sortie de guide avec un diagramme de rayonnement de la "source" favorisant la dispersion de l'onde non seulement dans le plan de propagation mais également dans la troisième direction. Sachant que les ARC(Anti-Reflection Coating) sont conçues à deux dimensions pour favoriser la transmission pour toutes les incidences dans le plan sans prendre en compte l'incidence dans la troisième dimension, on voit apparaître une accumulation d'énergie "bloquée" devant la lentille issue de ces composantes dispersives pour lesquelles l'adaptation d'impédance n'est pas optimisée. Néanmoins, l'allure générale de la carte de champ est conservée et nous poursuivons notre étude en conservant la carte 3D.

La comparaison de la simulation 3D à la mesure effectuée au SNOM montre de grandes différences. Ceci est principalement dû au fait que la carte FDTD-3D est obtenue par une coupe

effectuée pour une altitude donnée. On peut donc virtuellement voir ce qui se passe au sein du cristal. De plus, notre simulation permet de traiter un dispositif idéal, ce qui n'est pas le cas de la mesure réelle qui subit les imperfections de la fabrication et de la mesure. La dernière différence et de loin la plus importante est que la mesure se fait sous asservissement : La sonde suit un parcours défini par la topologie de l'objet à altitude absolue variable, ce qui n'est pas le cas de l'image de simulation 3D utilisée jusqu'ici.

Afin de nous rapprocher au plus près de la réalité expérimentale, nous avons intégré une routine dans le programme de création des images 3D afin de simuler le parcours de la sonde lors de la mesure pour extraire les données pertinentes issues de la simulation 3D. Pour obtenir le chemin parcouru par la sonde, il faut reprendre une image topographique de la lentille obtenue avec le SNOM (Fig 4.4). On voit clairement deux pentes distinctes pour passer, au niveau de la lentille proprement dite, du substrat au cristal et du cristal au substrat. Ces deux pentes n'ont pas la même valeur, l'une est en 1.5x pour la montée et l'autre en x pour la descente. Au niveau du guide et de l'espace guide-lentille, de pareils dénivelés doivent être pris en compte. Ce sont ces différentes variations d'altitude qui sont intégrées dans la fabrication de l'image. Les zones restantes seront considérées à une altitude fixe. Pour les trous du réseau, la routine ne prendra pas en compte cette légère modification d'altitude.

Nous allons donc comparer les simulations FDTD comprenant la course de la fibre avec les images SNOM mesurées pour la lentille adaptée. Les figures suivantes (Fig. 4.8) représentent respectivement l'image de la simulation FDTD-3D à altitude fixe, la simulation FDTD-3D suivant la course de la fibre et la mesure effectuée au SNOM "en contact". On remarque tout de suite qu'une telle approche va être d'une grande aide pour l'interprétation des images SNOM.



Figure 4.8 : a)Simulation FDTD 3D de la lentille de référence adaptée à guide décollé, b)Simulation FDTD-3D en prenant en compte le parcours de la sonde et c)Mesure SNOM de cette lentille

La comparaison des deux images de droite est plus riche d'enseignement que la comparaison de la mesure avec l'image 3D à altitude fixe. La demie-partie gauche est quasiment identique pour ces deux images. Pour ce qui est de la demie-partie droite (zone de sortie de lentille), on observe deux zones d'intérêt. La zone 1 correspond à une zone d'intensité élevée proche de la sortie de lentille. Sur

les simulations FDTD-3D, on voit que cette intensité est présente également, ceci est dû au fait que lorsque la fibre est en bout de lentille, elle commence sa partie descendante passant ainsi devant la couche guidante. Elle récupère alors une forte intensité ce qui laisse croire à une focalisation proche de la sortie de lentille mais qui n'est qu'un artefact de mesure. La zone 2 de la simulation montre qu'au point théorique de focalisation on observe seulement un signal plus diffus. En effet, sur la vue en coupe de la simulation 3D (Fig 4.9) on voit que l'on passe sous la zone de focalisation. Donc, ce que l'on observe est seulement le signal se propageant au voisinage et dans le substrat (c'est-à-dire les pertes de substrat) ainsi que les réflexions, à la surface du substrat, du signal sortant de la lentille. A cela s'ajoute, probablement, la trace inférieure de la zone de focalisation (qui doit être perturbée par la présence de la sonde) qui peut faire croire à une tâche très étendue. A titre de remarque, signalons que les pertes hors plan lors de la propagation dans le guide ou dans la lentille vers l'air sont très peu marquées. Pour le guide, le mode est bien sous la ligne de lumière comme attendu (indice effectif du mode=3.24). Dans la lentille, il en va de même avec probablement une valeur d'indice très proche ou juste légèrement supérieur en valeur absolue à 1, combinant réfraction négative (n=-1) et absence de couplage avec les modes radiatifs. Par contre entre guide et lentille une forte accumulation de champ est mise en évidence comme évoqué précédemment. Pour retrouver réellement la zone de focalisation, il faut compléter l'analyse des résultats en comparant les images "en interleave" avec les simulations 3D.



Figure 4.9 : Vue de profil de la simulation FDTD-3D et parcours de la sonde lors des mesures "en contact" et "en interleave"

La procédure utilisée nous permet aussi de redessiner la carte de champ en "interleave" à partir de la simulation 3D en prenant en compte la course de la sonde. Lorsque l'on compare les deux images (Fig. 4.10), la demi-partie de gauche est également très similaire. Par contre en sortie de lentille, nous perdons, à cause de l'altitude, la partie intense proche de l'interface de sortie car nous sommes au dessus de cette zone (Fig. 4.9). Toutefois la fibre passe dans la zone de focalisation (zone 3) que l'on retrouve sur la simulation 3D et sur la mesure. Le point négatif est que sur la simulation 3D ainsi que

sur la mesure, les résolutions relevées sont moins bonnes que celles des campagnes de mesures passées. Ici la résolution est de 1.3λ pour la mesure SNOM.





Figure 4.10 : a) Simulation FDTD-3D prenant en compte le parcours de la sonde, b) Mesure SNOM de la même lentille

Après déconvolution et prise en compte de l'aspect fini de la pointe, des valeurs proches de λ peuvent être obtenues. De plus, cette estimation peut fluctuer autour de sa valeur en fonction de la lentille mesurée. Quoique supérieure aux valeurs proches de 0.5λ estimées théoriquement en simulation 2D, on observe déjà que le calcul 3D augmente la résolution qui est dans ce cas de 0.65λ , tendance que l'on retrouve aussi expérimentalement. La prise en compte à la fois de la diffraction en sortie de guide et en sortie de lentille entre un milieu confiné et l'air vient naturellement dégrader les performances intrinsèques attendues de la lentille. Il faudrait dans l'absolu, conserver un confinement planaire dans un milieu d'indice « n=1 », ce qui est impossible à réaliser dans la configuration utilisée.

Néanmoins, même si la barrière du critère de Rayleigh n'est pas franchie, nos études nous ont permis d'obtenir une lentille plate pour la nanophotonique intégrée combinant un taux de transmission élevé (>30%) et une résolution de l'ordre de la longueur d'onde. Nous avons pu également mettre en place une procédure originale permettant d'aider à l'interprétation des images SNOM issues des simulations tridimensionnelles des prototypes sous étude.

Toujours dans l'optique d'améliorer les performances de ces lentilles, nous avons réalisé le même type d'étude pour les lentilles à guide collé avec et sans cavités, présentées également dans le chapitre 2.

4.3 Mesures SNOM pour la lentille collé avec et sans défauts.

Pour rappel, la lentille à guide collé permet de gagner en transmission en limitant les pertes transverses en sortie de guide [99]. L'autre avantage de la lentille à guide collé est que l'on peut insérer

des cavités en vue d'améliorer la résolution de la lentille. Il a été vu dans le chapitre 2 que l'insertion de 3 cavités dans la lentille suivant l'axe de propagation permet une amélioration de la résolution en limitant la propagation du signal sur ce même axe. Les mesures sont effectuées de la même façon que pour les mesures précédentes. Deux types de lentilles sont mesurés en polarisation TM, la première étant la lentille de référence à guide collé. Le guide est placé à l'interface d'entrée de la lentille entre deux trous afin de conserver une symétrie dans l'axe de propagation. La focalisation est alors attendue en sortie de lentille à une distance égale à l'épaisseur de cette lentille soit 5.4µm. La seconde est une lentille à guide collé dans laquelle sont insérés 3 défauts dans l'axe de propagation. Une simulation 3D est représentée figure 4.11 pour rappeler l'effet attendu dans chacune de ces lentilles.



Figure 4.11 : Simulation FDTD-3D de la lentille à guide collé a) de référence et b) contenant trois cavités dans l'axe de propagation.

Signalons qu'en sortie, pour assurer l'adaptation d'impédance avec l'air, une couche antiréflexion a été insérée alors qu'elle est omise en entrée puisque l'injection est grandement facilitée par le guide collé à l'interface. Les images suivantes, figure 4.12 montrent les résultats des mesures SNOM pour chacune de ces lentilles en mesure au contact. Sur ces images, on observe la baisse d'intensité du signal en sortie de lentille suivant l'axe de propagation pour la lentille contenant des défauts, ce qui concorde avec les simulations FDTD 2D effectuées. Il a été vu dans la partie précédente que les informations contenues dans les images au contact sont limitées surtout pour la mesure de la résolution du point de focalisation. Malgré tout dans notre cas elles nous donnent des informations sur la propagation du signal dans la lentille et plus particulièrement en sortie de lentille.





Figure 4.12 : Image SNOM au contact de a)la lentille référence et de b) la lentille contenant 3 défauts

Les images SNOM "en interleave" (hauteur de 1.5µm figure 4.13a et b) ainsi que les simulations FDTD-3D suivant le parcours de la sonde (Fig. 4.13c etc.) complètent cette étude en confirmant la baisse d'intensité dans l'axe du guide en sortie de lentille. Les mesures de résolution nous donnent des valeurs améliorées pour la lentille contenant des défauts. La largeur de tâche mesurée au point de focalisation supposé passe de 1.2 λ pour la lentille de référence à 0.93 λ pour la lentille contenant des cavités, ces mesures se font sans déconvolution de la taille de la fibre. Sur les simulations 3D, ces valeurs étaient respectivement de 0.51 λ et de 0.45 λ . Les valeurs mesurées sont loin de celles issues des simulations FDTD mais elles confirment toutefois le bien fondé des études menées sur l'amélioration de la résolution par une ingénierie de trous.



Figure 4.13 : Image SNOM en interleave de a) la lentille de référence et de b) la lentille contenant 3 cavités et simulation FDTD-3D prenant en compte la course de la fibre et les mesures effectuées(respectivement c) et d))

Ces premières estimations sur les lentilles collées avec ou sans cavités restent à confirmer sur d'autres lentilles équivalentes. Les tendances recherchées sont clairement obtenues mais la difficulté à se rapprocher expérimentalement de la limite de Rayleigh à $\lambda/2$ reste entière.

Les recherches s'orientent dans différentes directions. D'un point de vue technologique, une incertitude qui peut être à l'origine d'une dégradation des performances reste la profondeur et l'homogénéité dans la profondeur des trous du cristal photonique. D'autres jeux de lentilles, en cours de caractérisation et d'analyse à la date d'écriture de ce manuscrit, pour lesquelles une optimisation de gravure des trous a été tentée, viendront confirmer ou infirmer cette hypothèse. D'un point de vue caractérisation, nous avons vu que l'analyse des images SNOM reste souvent difficile. La recherche d'éléments supplémentaires, qui passe soit par une multiplication des balayages en faisant varier les altitudes puis en cherchant une plus grande précision de la capture, soit par la mise en place d'autres protocoles pour accéder à la phase de l'onde par exemple, est en cours pour être appliquée à nos dispositifs.

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons passé à l'épreuve de la "caractérisation" les prototypes développés dans le chapitre 2. La mission restait délicate au vu des résultats intéressants déjà obtenus en 2008 que l'on cherchait à optimiser, à savoir le niveau de transmission et la résolution de la lentille dans son régime de fonctionnement n=-1. Les résultats obtenus sont très encourageants mais montrent le chemin qu'il reste à parcourir pour obtenir des performances proches de celles attendues notamment en termes de résolutions sous longueur d'onde. Parmi les bons résultats obtenus, il faut signaler les performances expérimentales des ARC développées dans le chapitre 2 avec des transmissions obtenues supérieures à 30% pour une longueur d'onde de 1.533µm, sans avoir été en mesure d'extraire la partie perdue hors plan à la sortie du guide d'injection qui n'a jamais interagi avec la lentille. Ceci montre clairement l'excellente qualité des ARC calculées et fabriquées. Egalement, une tendance à l'amélioration de la résolution dans le cas de lentilles à défauts a pu être mesurée pour une longueur d'onde de 1.55µm mais demande à être confirmée.

Enfin, d'un point de vue méthodologique, nous avons pu progresser dans l'interprétation des images SNOM en construisant numériquement des images prenant en compte le parcours de la sonde optique à partir de simulation FDTD tridimensionnelle.

Forts de l'ensemble de ces résultats, nous allons dans la dernière partie de ce manuscrit ouvrir les thématiques abordées jusqu'alors. Tout d'abord en essayant de concevoir un système d'imagerie inspiré de la tomographie en réflexion utilisant une "superlentille" à cristaux photoniques puis en intégrant dans la conception de nos dispositifs les notions d'optique de transformation.

Chapitre 5 : Tomographie Optique en Réflexion

5.1 Introduction

Jusqu'alors dans ce manuscrit, nous nous sommes exclusivement intéressés au composant optique "superlentille" à base de cristaux photoniques. De manière plus générale, les études menées sur les lentilles plates main gauche à base de métamatériaux portent également sur l'amélioration de la résolution. Les rares applications utilisant ce type de lentilles portent sur l'imagerie en champ proche[100,101]. Dans ce cas, l'idée est de récupérer l'information portée par les composantes évanescentes de l'onde à proximité immédiate de la lentille, soit quelques dizaines de nanomètres. Rappelons qu'il s'agit, dans cette étude, d'une lentille métallique au pouvoir de résolution estimé largement sous-longueur d'onde. La particularité de notre lentille à cristaux photoniques diélectriques est qu'elle focalise en champ lointain permettant ainsi de concevoir des méthodes d'imagerie plus souples pour la détection et l'étude d'objets. Rappelons également que la lentille à base de cristaux photoniques utilisée dans notre étude n'a pas un pouvoir de résolution aussi élevée, de l'ordre de 0.4λ . Néanmoins elle permet d'obtenir des valeurs de résolution en dessous du critère de Rayleigh, même si la question des ondes évanescentes reste fortement discutée.

Dans ce chapitre, nous allons donc considérer que l'objet lentille est "optimisée" et nous allons voir dans quelle mesure un système d'imagerie d'objets de tailles microniques peut être développé grâce à une telle lentille en s'inspirant des techniques de tomographie en réflexion[102].

5.2 Etat de l'art : vers un système d'imagerie

Dans la littérature, on trouve très peu d'études portant sur un système d'imagerie à base de "superlentilles". Ces dernières s'arrêtant, en général, aux propriétés de la lentille. Une seule exception notable que nous décrivons dans la suite : l'étude de Fang J. et al [103,104]. Elle porte sur la détection et la reconstruction d'objets réflecteurs parfaits de différentes tailles et de différentes formes en utilisant une lentille plate main gauche à une fréquence de 10 GHz. Ils étudient l'onde rétro-propagée qui se refocalise devant la lentille après réflexion sur un objet placé derrière la lentille. Dans leur étude, deux démarches ont été utilisées pour décrire les propriétés de la lentille. Dans un premier temps, ils ont utilisé des paramètres effectifs ε et μ égaux à -1, en introduisant un terme de pertes assez

faible, optimisant ainsi numériquement les propriétés de la lentille. Dans un travail ultérieur, principalement consacré à la détection, la nature microstructurée de la lentille a été prise en compte.

Le principe de leur démarche, représenté figure 5.1a, est le suivant : un objet parfaitement réflecteur est placé dans la région 2 proche de l'interface de la lentille. Un émetteur couplé à un récepteur est placé de l'autre coté de la lentille (région 1). En balayant cette zone, il est possible de récupérer l'intensité du champ rétro-propagé à travers la lentille. Idéalement, l'onde se propage une première fois à travers la lentille, se réfléchit sur l'objet et se rétro-propage une seconde fois. Il y a donc une seconde focalisation attendue dans la zone d'émission. Le signal récupéré sur ce point est alors enregistré et on déplace l'ensemble émetteur/récepteur pour réaliser une nouvelle fois cette mesure. Cette opération est répétée pour couvrir la zone devant la lentille. Le balayage et l'enregistrement des données, dont le principe est illustré figure 5.1b, permettent de reconstruire une image de l'objet. Image supposée parfaite car, en principe, la lentille est elle aussi parfaite.



Figure 5.1: a) Schéma de principe du système d'imagerie utilisant une lentille plate main gauche, b) reconstruction de l'image.

Les différents objets étudiés sont des cylindres, des carrés et des triangles. Pour chacun, une image de l'objet reconstruit à partir de cette méthode est représentée figures 5.2a, b et c. Quand la forme de l'objet est carrée (5.2a), l'image reconstruite montre que les deux cotés du carré perpendiculaires aux interfaces sont mieux représentés. Si la taille du carré augmente, la taille de l'image reconstruite augmente également. La distance entre les deux pics d'intensité correspond aux valeurs des cotés du carré mais leur position n'est pas exacte par rapport à l'emplacement de l'image parfaite théorique (pointillé blanc sur la figure). Il y a une légère différence suivant la direction z qui peut être expliquée par l'absence d'illumination dans la zone arrière du carré.

Pour une cible dont la forme est un triangle isocèle avec la base faisant face à l'interface de sortie de la lentille (5.2b), on retrouve bien un pic d'intensité correspondant à la pointe du triangle qui

est pourtant cachée par l'objet. Par contre la distance entre les deux pics d'intensité ne correspond pas à la hauteur du triangle sous étude. Cette distorsion dans l'axe z est confirmée par l'étude d'un cercle. L'image reconstituée (5.3c) est plus proche d'une ellipse que du cercle.



Figure 5.2: Image reconstituée pour une cible a) carré, b) triangulaire et c) circulaire. La forme et la position attendue de l'image sont représentées en pointillés.

L'inconvénient de cette méthode est que la reconstruction d'image donne des objets déformés dans la direction z. De plus, la forme générale obtenue n'est pas clairement comparable à la forme de l'objet sous étude. La différence de résolution latérale et longitudinale (respectivement 0.24λ et 0.7λ) de la lentille peut être à l'origine de ces différences. Il en résulte une image de l'objet plus allongée dans une direction que dans l'autre. L'autre inconvénient de cette méthode est qu'elle ne permet pas de récupérer avec précision l'information sur la partie de l'objet qui est la plus éloignée de la lentille. Cette partie est en effet cachée par l'objet lui-même. Il est alors impossible de reconstruire parfaitement l'image de cet objet si l'information portée sur l'ensemble de la structure n'est pas récupérée. Cette première approche, quoique très intéressante d'un point de vue détection, reste délicate à optimiser en termes de reconstruction de forme. Il semblerait que la cause principale soit dans le fait que dans toute l'expérience, la lentille et l'objet restent fixes l'un par rapport à l'autre. Seuls les systèmes d'injection et de détection sont mobiles.

C'est pour introduire cette mobilité de l'objet à imager par rapport au composant utilisé pour le faire (la lentille) que nous nous sommes tournés vers des techniques inspirées de la tomographie.

5.3 La tomographie

Avant d'introduire le principe de la tomographie tel que nous allons l'exploiter, nous pouvons nous arrêter sur l'étymologie de ce mot. Tout d'abords "*tomo*" vient du grec "*tomê*" signifiant *coupe*, et "*graphie*", du grec "*graphein*" signifiant *écrire* ou encore *dessiner*. La tomographie peut être alors définie comme le dessin d'une coupe. Dans le cas particulier des systèmes d'imagerie utilisant la

tomographie, ce mot définit l'étude de coupes d'objets (respectivement 1D ou 2D) suivant différents angles afin de reconstruire un objet (respectivement 2D ou 3D). Ces coupes, aussi appelées "projections", permettent d'obtenir selon les longueurs d'onde utilisées, des informations sur l'intérieur même de l'objet mais mesurées depuis l'extérieur.

5.3.1 Le principe

La tomographie est une technique d'imagerie non-invasive permettant la visualisation de l'intérieur d'un objet après un post-traitement de données issue des mesures. L'étude d'objets sous différents angles n'est pas une nouveauté, beaucoup d'appareils de mesure utilisent ce procédé. Le point commun de chacune de ces méthodes est l'analyse des coupes selon divers angles afin de reconstruire une image de l'objet. Ce qui différencie ces méthodes entre elles est la nature de ces données. Chaque type de tomographie mesure une quantité physique différente. Parmi les systèmes les plus connus d'imagerie utilisant la tomographie, il y a le scanner à rayons X aussi appelé scanner CT (Computed Tomography), l'imagerie par résonance magnétique (IRM) ou encore les systèmes d'imagerie sismique.

-Le scanner à rayon X :

Pour le scanner CT, ou tomodensitométrie, chaque projection mesure le nombre de rayons transmis à travers l'objet le long d'une ligne de réponse. A partir des coupes représentant l'atténuation selon une direction de l'espace (Fig. 5.3a), le traitement numérique permet de remonter jusqu'à la carte de distribution spatiale du coefficient d'atténuation des tissus étudiés. Les contrastes de l'image sont donnés par la différence d'absorption de chaque tissu (os, liquide, graisse ou air, figure 5.3b).



Figure 5.3: a)Principe de la mesure par le scanner rayon X ; b)image reconstruite par ordinateur après les mesures.

- L'Imagerie par Résonance Magnétique

L'IRM est assez similaire dans le procédé que le scanner à rayon X. Cette technique à l'avantage de créer une image avec un meilleur contraste pour les tissus mous. Le principe est de créer un champ magnétique intense afin d'orienter les atomes d'hydrogène dans une même direction. Un signal radio est ensuite envoyé afin de perturber certains atomes en les faisant résonner. Quand le signal radio cesse, l'énergie accumulée par ces atomes est restituée et enregistrée. Ces données sont ensuite traitées afin de reconstruire une image de la zone mesurée (Fig. 5.4).



Figure 5.4: Image reconstruite par l'IRM

-La tomographie sismique

Cette technique d'imagerie permet de cartographier les hétérogénéités du manteau terrestre. Des ondes sont émises puis récupérées après réflexions entre différents milieux d'impédances acoustiques différentes (Fig. 5.5a). Les variations de vitesses des ondes sismiques reçues permettent de remonter aux hétérogénéités du manteau terrestre comme l'illustre la figure 5.5b.



Figure 5.5: a) Représentation du déplacement des ondes sismiques sous terre, b) Image issue de la reconstruction des coupes de la tomographie sismique.

Bien que différentes dans la mise en œuvre et dans les principes physiques utilisés, chacune de ces méthodes, utilisant la tomographie, permet de récupérer une collection de projections de l'objet sous étude. Cet ensemble de projections est appelé un 'sinogramme'

5.3.2 Le sinogramme

En regroupant dans une matrice toutes les projections, on créé donc un sinogramme, un tel objet est représenté figure 5.6 : les lignes correspondent aux valeurs d'une mesure et les colonnes aux différents angles de mesures. Cette image est illisible en l'état, aucune information pertinente ne peut en être tirée. Il faut utiliser le post-traitement approprié pour reconstruire l'image à partir de cette matrice.



Figure 5.6 : Exemple de sinogramme

Pour résumer, la reconstruction d'image dans ce type d'analyse se fait en deux étapes : La première est l'acquisition des données indirectes provenant de projections sous différentes incidences. Cette étape diffère selon la technique et la propriété physique étudiée. La deuxième étape est la reconstruction dans l'espace réel de l'image à partir des données recueillies en retrouvant la solution du problème inverse du paramètre lié au rayonnement enregistré. C'est l'étape commune à toutes ces méthodes de mesures. L'outil mathématique permettant cette reconstruction s'appelle 'la transformée de Radon'.
5.3.3 Le théorème de Radon

La première méthode numérique à être utilisée pour reconstruire une image dans l'espace réel à partir de ses projections passe par l'utilisation du théorème de Radon[105]. Ce théorème a été établi en 1917 par le mathématicien autrichien Johann Radon. Cette méthode a été établie bien avant la première invention du scanner en 1972 qui est pourtant le premier appareil médical de mesure à utiliser ce théorème pour le post-traitement de données.

Le théorème de projection de Radon établit la possibilité de reconstituer une fonction réelle à l'aide de la totalité de ses projections selon des droites concourantes. Comme le montre la figure 5.7, les projections sont alors les intégrales de cette fonction sur une ligne d'intégration.



Figure 5.7 : Projections mesurées à partir de l'objet selon l'incidence a) θ_1 et, b) θ_2 , les projections sont ensuite enregistrées.

Le problème de reconstruction d'image à partir de ses projections est le suivant :

-Etant donné un ensemble de mesures de projection :

$$\{p_{\theta}(u), \theta \in [0, \pi[, u \in \mathfrak{R}\}$$
 (5.1)

-Il faut retrouver l'image en tout point de l'espace :

$${f(x, y), (x, y) \in \mathbb{R}^{2}}$$
 (5.2)

C'est donc bien un problème de reconstruction qu'il faut résoudre. La transformée de Radon répond parfaitement à ce problème. En effet, le théorème définit que chaque point de la projection correspond à l'intégration de la fonction f(x, y) selon une ligne de réponse d'angle θ , la transformée de Radon s'écrit alors :

$$R\{f(x,y)\} = \int_{s} f(x,y)ds = p_{\theta}(u) \qquad (5.3)$$

Avec R l'opérateur qui exprime les projections de f(x, y). En passant l'équation (5.3) dans un repère cartésien on obtient :

$$R\{f(x, y)\} = \iint_{\Re} f(x, y) \cdot \delta(x \cos \theta + y \sin \theta - s) dx dy \qquad (5.4)$$

Avec la droite $s = x \cos \theta + y \sin \theta$ représentant le parcours d'intégration et δ , la fonction de Dirac définie par :

$$\delta(x) = \begin{cases} 1 \text{ si } x = 0\\ 0 \text{ sinon} \end{cases}$$

Grâce à ce théorème, on retrouve le lien entre les projections mesurées et l'objet f(x, y) à reconstruire. L'une des propriétés les plus intéressantes de ce théorème est qu'il est réversible. C'est-àdire qu'à partir des projections relevées, il est possible de reconstruire l'image de l'objet sous étude.

Dans la littérature, il existe différentes méthodes plus ou moins complexes pour résoudre ce problème d'inversion numériquement. Nous allons présenter les principales méthodes dont celle que nous allons utiliser dans notre système d'imagerie.

5.3.4 Problème inverse : la reconstruction d'image

5.3.4.1 La rétroprojection

La méthode la plus simple et la plus ancienne pour reconstruire une image à partir de ses projections est le principe de rétroprojection. Cette méthode est aussi appelée 'épandage', cette dénomination permettant de se donner une idée du principe. La méthode consiste à retracer chaque valeur d'intensité des projections sur l'espace réel, puis de sommer toutes les contributions issues de toutes les projections selon l'angle approprié. Cela revient à construire une image dont l'intensité en chaque point est égale à la somme des valeurs des projections passant par ce point. Ce principe est illustré figure 5.8a et b.



Figure 5.8 : a)Projection mesurée à partir de l'objet, b)rétroprojection sur l'espace image des projections.

On note h_{θ} la rétroprojection dans le plan [x,y] d'une projection p_{θ} . Dans ce cas, h_{θ} s'exprime mathématiquement de la manière suivante :

$$h_{\theta}(x, y) = p_{\theta}(x \cos \theta + y \sin \theta)$$
 (5.5)

L'opérateur B, dit opérateur de rétroprojection, définit la rétroprojection de toutes les projections, est obtenu en sommant sur tous les angles les expressions données par l'équation (5.5) soit:

$$B[p](x,y) = \int_{0}^{x} h_{\theta}(x,y) d\theta = f^{*}(x,y)$$
 (5.6)

L'image $f^*(x, y)$ reconstruite avec cette méthode n'est pas exactement l'image réelle f(x, y). Les images obtenues avec cette méthode sont floues comme le montre la figure 5-9 (a). On peut en effet montrer que la rétroprojection de toutes les projections ne fournit pas l'image originale, mais une version convoluée de celle-ci. L'opérateur B n'est alors pas celui qui correspond exactement à la transformée inverse de Radon. Il faut alors faire attention à la forme mathématique de l'opérateur B. En effet la formule exacte de la transformée inverse de Radon est donnée par :

$$f(r,\theta) = \int_{-\infty}^{\infty} F^{-1}[[\omega]] * p_{\varphi}(x')d\varphi \qquad (5.7)$$

La différence fondamentale avec l'équation (5.6) est la présence du produit de convolution des projections par un filtre rampe $|\omega|$. La rétroprojection "simple" ne renvoie pas l'inverse de la

transformée de Radon. En revanche, si les projections sont adéquatement filtrées avant rétroprojection, on peut obtenir l'image exacte f(x, y). C'est le principe de l'algorithme par rétroprojection filtrée.

5.3.4.2 La rétroprojection filtrée

Cette méthode est directement liée à la méthode de rétroprojection. L'unique différence est qu'elle va utiliser les projections au préalable filtrées pour la reconstruction de l'image et ainsi permettre de retrouver la transformée inverse de Radon (Fig. 5.9b).



Figure 5.9 : Comparaison entre a) la reconstruction utilisant la rétroprojection des 128 mesures et b) la rétroprojection filtrée de 128 mesures.

Ce théorème exprime f(x, y) comme la convolution des projections par le filtre rampe. C'est cette méthode qui sera par la suite utilisée dans notre étude. La formule de reconstruction d'une image f(x, y) à partir de ses projections filtrées s'écrit donc :

$$f(x, y) = B[\widetilde{p}_{\theta}] \qquad (5.8)$$

avec :

$$\widetilde{p}_{\theta} = TFI \left[TF[p_{\theta}](U) | U| \right] \qquad (5.9)$$

La figure 5.10 représente les différentes étapes effectuées pour une reconstruction d'image utilisant la rétroprojection filtrée. Ce filtrage est effectué tout d'abord en appliquant la transformée de Fourier à la projection. On multiplie ensuite par un filtre rampe pour limiter le bruit et garder les valeurs des hautes fréquences spatiales. On applique ensuite la transformée inverse de Fourier pour retrouver une projection filtrée. On utilise alors la rétroprojection dans l'espace réel. Ces étapes sont répétées pour toutes les projections.



Figure 5.10 : Schéma de principe de la rétroprojection filtrée

Cette fois, le filtrage ne nécessite que des opérations 1D et la rétroprojection est une simple sommation des contributions de chaque projection. C'est la méthode la moins lourde en calculs et donc la plus utilisée. D'autres méthodes existent néanmoins, parmi lesquelles celles s'appuyant sur le théorème de la coupe projection.

5.3.4.3 Théorème de la coupe-projection (ou coupe centrale)

Ce théorème part du principe que toute l'information d'une image est contenue dans ses projections[106]. L'idée majeure est que chaque transformée de Fourier d'une projection selon un angle θ correspond à une droite de la transformée de Fourier bidimensionnelle de l'image dans l'espace de Fourier selon ce même angle soit :

$$[TF_{1D}(p_{\theta})](\rho,\theta) = [TF_{2D}(f)](\rho\cos\theta,\rho\sin\theta)$$
(5.10)

Ce théorème est illustré sur la figure 5.11 :



Figure 5.11 : Schéma de principe du théorème de la coupe centrale

Ainsi grâce à l'apport de la transformée 1D de chaque projection, on reconstruit, dans l'espace de Fourier 2D, une nouvelle image qui correspond à la transformée inverse 2D de l'image réelle.

La principale difficulté de cette méthode réside dans le traitement numérique. L'ensemble des transformées de Fourier de chaque projection est placé dans un repère polaire. Le traitement numérique nécessite alors de passer d'un repère polaire à un repère cartésien afin d'appliquer la transformée de Fourier 2D inverse. C'est ce changement de coordonnées qui pose souvent problème car il faut interpoler les valeurs des coordonnées polaires pour les faire coïncider avec le repère cartésien (Fig. 5.12).



Figure 5.12 : a) représentation des transformées de Fourier des projections dans un repère polaire, b) transposition dans un repère cartésien.

On perçoit tout de suite l'inconvénient de cette méthode. En effet, lorsque l'on s'éloigne du centre de l'image vers la zone périphérique, représentant les plus hautes fréquences spatiales, c'est à dire les détails de l'image les plus fins, l'interpolation donne une imprécision sur la valeur de ces points. Cette erreur, même minimale, a un grand impact sur la reconstruction de l'image. C'est pourquoi notre choix sur le post-traitement des données se porte sur la rétroprojection filtrée. Toutefois cette méthode n'est pas exempte d'un certain nombre d'inconvénients que nous allons lister dans le paragraphe suivant.

5.3.5 Limites de la reconstruction par rétroprojection filtrée

5.3.5.1 Nombre insuffisant de projections

Dans l'idéal, l'unicité de la solution de la reconstruction d'image est obtenue pour une infinité de projections. En limitant le nombre de projections, on se retrouve dans une situation où plusieurs solutions peuvent être trouvées comme le montre la figure 5.13.



Figure 5.13 : Exemple de deux objets différents ayant les mêmes projections si celles-ci sont insuffisantes.

Un nombre insuffisant de projections peut également nuire à la qualité de l'image reconstruite. L'exemple illustré sur la figure 5.14 montre clairement que la discrétisation angulaire utilisée pour les projections doit être suffisante, tant du point de vue de l'unicité de la solution que de la diminution des artefacts dits 'en étoile' lors de la reconstruction. On voit ici que ces artefacts sont issus d'un nombre trop faible de projections utilisées pour la reconstruction.



Figure 5.14 : Sinogramme et rétroprojections pour a) 4, b) 9 et c) 18 projections

5.3.5.2 Discrétisation des mesures

En pratique, les données sont échantillonnées aussi bien en ce qui concerne le nombre de projections, que le nombre de points par projection. En effet, la ligne de projection est finie, elle se fait le long d'une ligne de capteurs qui ne peut pas être de dimension physique infinie. Ces mêmes lignes sont aussi discrétisées dans la mesure, il existe un nombre limité de pixels sur chaque ligne de mesure. Ceci implique une perte d'information qui est susceptible d'atteindre la qualité de l'image reconstruite. Il faudra veiller au choix pertinent du pas de discrétisation en fonction de la taille des objets à imager et de la résolution ultime attendue du système d'imagerie.

5.3.5.3 Données bruitées

Enfin, les données sont généralement bruitées (bruit de mesures, imperfections du modèle de reconstruction, etc.). L'utilisation d'un filtre dans la reconstruction de l'image permet de limiter le bruit par un filtre passe-bas. Cependant le filtrage de type passe-bas s'appliquera pour les fréquences spatiales les plus hautes. Il y a donc une détérioration de la résolution spatiale car les détails les plus fins sont contenus dans ces fréquences. Un compromis doit donc être trouvé entre résolution spatiale et bruit.

Malgré ces défauts, le post-traitement utilisant la rétroprojection filtrée reste la plus accessible du point de vue du traitement des données et du temps de calcul. Sur ces bases théoriques, nous allons maintenant présenter la méthode de tomographie en réflexion que nous allons utiliser pour la détection et l'imagerie d'objets de taille micronique.

5.4 La tomographie optique en réflexion

5.4.1 Position du problème

Notre but est de combiner les principes de l'imagerie par tomographie avec les propriétés de résolution de la lentille plate à base de cristaux photoniques pour la détection et l'imagerie d'objets de petites dimensions. Il s'agit de poser les bases d'une démarche originale ayant pour but de montrer tout l'intérêt d'utiliser une lentille dans un système de tomographie en réflexion (ce qui n'est pas habituel) tout en essayant d'anticiper le développement pratique d'un outil sur la base des études menées dans les chapitres précédents. Même si nous verrons, à la fin de ce chapitre, qu'il reste un long travail avant la fabrication d'un prototype complet, les grandes voies devant mener à sa réalisation auront été défrichées.

5.4.2 Principe

Pour cette première étude, le but est d'imager et/ou de détecter un objet parfaitement réflecteur placé derrière la lentille. Pour cela, une lentille plate est illuminée par une onde plane sous incidence normale. Comme la lentille est "adaptée", cette onde pénètre sans réflexion dans la lentille et en ressort en gardant un front d'onde plan. L'onde entre alors en contact avec le réflecteur qui devient une source d'onde secondaire. Le signal se rétro-propage et se focalise une première fois dans la lentille puis une seconde fois sur l'axe 1 (Fig. 5.15).



Figure 5.15 : Schéma de principe des simulations effectuées pour la reconstruction d'image

Cette opération doit être répétée pour plusieurs angles d'incidence de l'ensemble émetteur/récepteur par rapport à l'objet. Pour obtenir cette variation angulaire, deux approches peuvent être utilisées :

-La première consiste, comme le montre la figure 5.15, à tourner autour de l'objet l'ensemble émetteur/récepteur et la lentille à pas constant.

-La seconde, plus simple et que l'on utilisera pour les simulations consiste à faire tourner l'objet seul sur lui-même, le reste restant fixe.

Dans les deux cas, une précaution doit être prise pour garder la distance lentille/objet constante. Pour nos études, nous avons choisi comme référence la distance entre l'interface de sortie de la lentille et le barycentre de l'objet. D'autres choix auraient pu être faits que nous discuterons dans la suite.

L'ensemble des projections enregistrées est stocké dans une matrice, le 'sinogramme', qui sera traité pour reconstruire l'image réelle en appliquant sur celui-ci la transformée inverse de Radon.

5.4.3 La lentille optimale

Avant d'examiner les premiers résultats de simulation, rappelons brièvement les caractéristiques de la lentille optimale utilisée qui est celle dont les paramètres de transmission sont les meilleurs afin de récupérer le maximum de signal sur la ligne de réponse. Le cristal photonique sera le même que celui précédemment étudié. Le diamètre des trous est de 347nm pour une période de 476nm soit un facteur de remplissage de 48%. L'indice effectif choisi pour la simulation est de 3.26. Les paramètres de la couche anti-réflexion sont ceux donnant les meilleurs résultats théoriques. Soit une base **b** de chaque triangle de 238nm pour une hauteur **h** de 329nm à laquelle s'ajoute un mur diélectrique **t** de 33nm (Fig. 5.16).



Figure 5.16 : Paramètres de la couche anti réflexion

Au final, les paramètres globaux de la lentille sont indiqués dans le tableau 5.1 avec une représentation de la structure utilisée ainsi que la simulation FDTD-2D de la focalisation de cette lentille :



Tableau 5.1 : Paramètres géométriques de la lentille utilisée pour la tomographie

Pour les simulations, la longueur transverse de la lentille est choisie infinie en prenant les conditions aux limites appropriées. Ces conditions limites de périodicité permettront de récupérer le champ de la ligne de réponse sur l'ensemble de la fenêtre de simulation.

5.4.4 Premiers résultats

Avant de commencer l'étude des premiers résultats de simulation, il faut introduire un nouveau critère qui facilitera l'analyse des images reconstruites : le coefficient de corrélation (CorrCoef). Ce critère nous permet d'analyser la ressemblance entre l'image originale de l'objet et l'image reconstruite. Ce critère est très puissant car il permet d'avoir une information quantitative sur la ressemblance entre deux images. C'est un coefficient très utilisé dans l'analyse d'image. Ce critère renvoi des valeurs comprises entre -1 et 1, 1 étant la valeur pour laquelle l'image reconstruite correspond exactement à l'image réelle. 0 étant la valeur pour laquelle l'image est totalement différente. La valeur -1 correspond au cas où l'image reconstruite est exactement l'inverse de l'image réelle. Dans ce cas, on pourra considérer que l'image est équivalente car seule la valeur absolue nous intéresse.

Dans un premier temps, nous allons montrer tout l'intérêt de l'utilisation d'une lentille plate dans notre procédure sur un objet de géométrie relativement complexe. Ensuite, sur la géométrie la plus simple, le cercle, nous dégagerons les principales figures de mérite du dispositif. Enfin, selon les symétries présentées par la cible, nous établirons les avantages et limites actuelles de la méthode.

5.4.4.1 De l'utilité de la lentille : la croix

Pour évaluer la pertinence de notre proposition et montrer toute l'importance de la présence de la lentille plate, nous avons choisi d'imager un objet de géométrie relativement complexe : "une croix". Cette cible possède les paramètres définis sur la figure 5.17(a). La longueur des bras de la croix est de 4μ m pour une largeur de 1μ m. On a donc une dimension qui est plus grande que la longueur d'onde alors que l'autre est plus petite et proche de la résolution de la lentille. De plus cet objet possède un encombrement spatial proche de l'épaisseur de la lentille elle-même. La figure 5.17(b) représente la carte de champ de la densité d'énergie ($|E^2|$) du signal rétro-propagé, pour une seule incidence de l'onde plane (incidence normale), dans la zone devant la lentille. La méthode d'imagerie issue de la tomographie proposée dans ce chapitre n'est pas utilisée dans ce cas de figure. Aucune information précise ne peut être tirée de cette image. La superposition de l'image réelle dans la zone de focalisation devant la lentille ne permet pas de retrouver la forme de l'objet. Néanmoins, le champ est perturbé par la présence de la cible derrière la lentille et on peut penser que ce signal contient des informations sur la nature et la forme de l'objet.



Figure 5.17 : a)Dimension de la croix sous étude, b) carte de champ de la densité d'énergie du signal rétro-propagé devant la lentille pour une incidence unique

Pour évaluer l'apport de la lentille sur notre méthode d'imagerie, nous allons utiliser la méthode de tomographie pour deux cas de figure différents : Le premier, où on utilise la procédure de reconstruction sans ajouter la lentille censée permettre l'amplification et la double focalisation des ondes se rétro-propageant. Le second intercalant la lentille entre l'objet et le plan de mesure. La ligne de réponse, qui enregistre le champ, est située au même endroit dans les deux cas. Les résultats des deux images reconstruites pour ces deux cas de figure sont représentées figure 5.18.



Figure 5.18 : Images reconstruites à partir des projections pour des simulations a) sans et b) avec lentille.

Ces deux cartes étant à une même échelle d'intensité, on remarque tout de suite la différence d'intensité. Pour la reconstruction avec la lentille, on distingue nettement les bras de la croix reconstruite. Toutefois, dans les deux cas de figure, le creux entre chaque bras est moins discernable. Ceci est probablement dû aux différentes réflexions subies quand l'onde arrive dans cette partie et se réfléchit à de multiples reprises. Ainsi, on distingue nettement l'intérêt d'utiliser la lentille pour augmenter l'intensité du signal rétro-propagé. Par comparaison, dans l'étude [107], les pertes du signal

rétro-propagé ont été évaluées à -20.1dB avec une lentille à base de métamatériaux main gauche contre -44.8dB lorsqu'il n'y a pas de lentille. La lentille augmente donc l'amplitude des ondes rétropropagées pouvant aller jusque 24.7dB comme le montre la figure 5.19 tirée de cette étude.



Figure 5.19 : Représentation de l'intensité de l'onde se propageant(bleue) et se rétro-propageant (rouge) avec lentille (pointillé) et sans lentille (lignes pleines)

Dans cette étude, les auteurs affirment que l'ajout de la lentille permet non seulement d'avoir une intensité plus forte pour la reconstruction de l'image réelle mais aussi de récupérer l'information contenue dans les composantes évanescentes de l'onde. Pouvons nous également conclure dans ce sens? Pour nous, une telle interprétation reste prématurée dans la mesure où le débat sur l'amplification des ondes évanescentes dans un cristal photonique reste ouvert et objet à controverse. Signalons également que dans cette étude, la lentille est composée d'un matériau main gauche défini à partir d'un ϵ et d'un μ négatif tous deux égaux à -1 de manière isotrope. Nous nous contenterons d'affirmer que la double focalisation dans la lentille permet de concentrer, dans une zone de dimension réduite, l'ensemble de l'énergie réfléchie par l'objet, plutôt que de la laisser diffuser dans l'espace en absence de lentille. Ceci explique l'augmentation de l'amplitude sur l'image reconstruite. Pour aller au-delà, une étude plus détaillée, que nous allons mener dans la suite, est nécessaire.

D'un point de vue coefficient de corrélation, on passe également de 0.23 pour l'image reconstruite sans lentille à 0.6 avec lentille ce qui indique clairement que la "forme" est nettement mieux définie, car rappelons, l'amplitude du signal n'est que secondaire dans ce coefficient. Pour compléter cette étude, nous avons également déplacé la ligne de mesure en absence de lentille pour construire le sinogramme. Dans tous les cas, le coefficient de corrélation reste faible et largement inférieur à celui obtenu avec la lentille. Le gain est donc non seulement important en brillance mais également en reconnaissance de forme.

Sur la base de ces premiers résultats, nous allons revenir à une cible de forme plus simple, le cercle, afin de tester les limites de notre proposition. En effet, un cercle, de par sa symétrie, ne

nécessite qu'une seule "simulation" pour reconstruire l'image permettant ainsi une étude paramétrique systématique.

5.4.4.2 Etude d'une cible circulaire

Pour cette étude, un cercle métallique de 600nm de diamètre est placé derrière la lentille comme le montre la figure 5.20a. Le centre du cercle est placé à une distance égale à la moitié de la largeur de la lentille afin d'avoir la refocalisation à cette même distance de l'autre coté de la lentille. Après la simulation, l'unique projection enregistrée est utilisée pour créer un sinogramme, représenté figure 5.20b, contenant 1024 fois la même projection. L'image recréée en utilisant la routine intégrant la transformée inverse de Radon est représentée figure 5.20c.



Figure 5.20 : a)Représentation de la fenêtre de simulation contenant la lentille et l'objet sous étude, b) Sinogramme construit à partir des projections et c) image reconstruite après post-traitement

Sur cette image reconstruite on superpose le cercle sous étude dans l'espace réel à la même échelle. La largeur à mi-hauteur de la coupe, figure 5.21, de l'objet reconstruit permet de se rendre compte que cette valeur correspond à la taille réelle de l'objet. Le coefficient de corrélation entre les deux images est égal à 0.88 ce qui est très proche d'une correspondance parfaite.



Figure 5.21 : Intensité du champ sur la ligne de réponse (courbe bleue) superposée à la taille réelle de l'objet (pointillé)

Ce résultat conforte encore l'idée d'utiliser la lentille plate à base de cristaux photoniques car le cercle de 600nm (0.39λ) de diamètre a pu être correctement retrouvé. Etudions maintenant la capacité de la procédure à reproduire les dimensions de l'objet. Pour des cibles circulaires plus importantes, il faut souligner que le rayon du cercle ne peut pas être plus grand que la distance entre le centre du cercle et l'interface de sortie de la lentille tant que le centre de rotation de la cible reste sur le point de focalisation théorique de la lentille. C'est l'un des principaux inconvénients de notre méthode d'imagerie dans sa conception actuelle.

A partir d'un diamètre équivalent à $2\mu m$, l'objet reconstruit n'a plus l'allure d'un cercle mais d'un anneau. Cet effet est dû au fait que la mesure provient d'une réflexion totale car nous sommes sous la fréquence plasma de l'objet. Ainsi, on ne peut pas accéder à l'information contenue à l'intérieur de l'objet car l'onde ne pénètre pas dans la cible. Dans le cas d'un cercle de 2600nm, l'objet reconstruit a également cette forme annulaire mise en évidence sur la figure 5.22(a). Les contours extérieurs les plus brillants de cet anneau correspondent aux contours de l'objet quand on superpose celui-ci à l'image. On perd donc l'information interne (que l'on ne peut de toute façon pas obtenir) mais l'information sur les contours de l'objet reste correcte comme le montre la figure 5.22(b). Le coefficient de correlation est ici égal à 0.1. Une valeur faible car seul le contour à une correspondance avec l'image réelle.



Figure 5.22 : a)Superposition de l'image réelle sur l'image reconstituée à partir des projections pour un cercle de 2600nm de diamètre et b)Intensité du champ sur la ligne de réponse et taille réelle de l'objet associé.

La question se pose maintenant pour des cercles de petits diamètres (<600nm). Jusqu'où peuton redessiner l'objet réel? Quelle est la limite de cette méthode? Nous allons devoir discerner deux fonctionalités de cette méthode : le pouvoir de détection et la reconstruction d'image.

Pour des diamètres allant de 600nm à 400nm, la reconstruction reste fidèle à l'image réelle et le coefficient de correlation reste élevé. Il semble également que l'on puisse aller au-delà de la résolution intrinsèque de la lentille, ici de l'ordre de 500nm. Néanmoins, nous verrons sur des géométries plus complexes qu'il faut rester prudent avant de conclure sur une précision sous-longueur d'onde $(0.26\lambda - 400nm)$ à 1550nm) sur la reconstruction d'image. C'est seulement en dessous d'un diamètre de 400nm que les dimensions de l'objet reconstruit ne correspondent plus. Toutefois, notre approche permet de détecter l'objet. Ainsi pour des diamètres de cercle allant jusque 50nm (λ /30), la lentille parvient à distinguer clairement la cible. Mais dans ce cas, l'amplitude maximale du signal rétro-propagé est faible et la taille de la FWHM ne correspond plus à la taille réelle de l'objet (Fig. 5.23). Le coefficient de correlation dans le cas de la détection d'un cercle de 50 nm de diamètre tombe à 0.12.



Figure 5.23 : Superposition de l'image réelle sur l'image reconstituée à partir des projections pour un cercle de 50nm de diamètre.

Pour conforter l'idée que la lentille est bien à l'origine de la détection de ces objets très petits devant la longueur d'onde, nous simulons le même objet (cercle de 50nm de diamètre) sans la lentille. Pour cela il suffit juste d'envoyer une onde plane à une certaine distance de l'objet et de récupérer le champ, après reflexion, sur la même ligne de réponse que lorsqu'il y a la lentille. Le résultat est représenté sur la courbe (Fig 5.24). La courbe rouge montre nettement l'avantage d'utiliser la lentille pour détecter des objets très petits devant la longueur d'onde même si ceux-ci sont de dimensions inférieures à la résolution de la lentille.



Figure 5.24 : Intensité sur la ligne de réponse en présence d'une lentille(pointillé rouge) et sans lentille (bleue)

Sur la dimension caractéristique de l'objet, nous pouvons distinguer pour le moment trois intervalles distincts. Au dessus de la résolution de la lentille (>500nm) la reconstruction de l'image reproduit parfaitement les contours extérieurs de la cible. En deça de 400nm et jusque 50nm, notre

approche permet la détection de la cible mais pas la reconstruction fidèle de son image. Entre les deux, à savoir entre 400nm et 500nm, la reconstruction semble fidèle mais le coefficient de correlation diminue progressivement. Il apparait donc que les performances de notre approche soient fortement reliées dans un premier temps à la résolution intrinsèque de la lentille. Nous allons développer cette idée et mettre en évidence d'autres propriétés en étudiant des cibles de formes différentes, propriétés de symétries moins évidentes, présentant à l'onde incidente des angles variés que l'on cherchera à reproduire.

5.4.4.3 Etude de géométries variées

-Le carré

L'objet suivant étudié est un carré de 1µm de coté. L'avantage de cet objet est que pour chaque angle, il présente à l'onde incidente un angle convexe qui permet de ne pas subir différentes réflexions comme c'est le cas pour la croix présentée plus haut. Le sinogramme issu des simulations et l'image reconstruite sont présentées figure 5.25. La superposition de l'objet aux dimensions réelles est aussi représentée. On remarque une nette augmentation d'intensité sur les sommets du carré. En effet lorsque le carré pivote selon un angle de 45°, le coin fait face à l'onde incidente. Nous sommes dans la meilleure position pour récupérer le maximum de signal au point de focalisation. C'est le contraire lorsque c'est une arête du carré qui fait face à l'onde incidente (pour un angle de 0°). L'onde plane se réfléchit sur cette face et se rétro-propage avec un front d'onde plan. Dans ce cas, l'onde ne gagne pas en intensité car il n'y a pas de double focalisation. C'est une propriété de cette lentille : elle permet de focaliser un point source mais pas une onde plane. Le coefficient de corrélation est de l'ordre de 0.4, une valeur faible pour la même raison que précédemment, à savoir que l'intérieur de la cible n'est pas atteint par l'onde. On notera également que les quatre coins "abrupts" sont fidèlement reproduits par notre procédure. Ceci montre que la méthode de reconstruction permet d'imager des détails inférieurs à la résolution, en effet, le coin s'étend sur une dimension bien inférieure à 500nm. Le phénomène lié aux longues dimensions planes est également mis en évidence lorsque l'objet est un rectangle.



Figure 5.25 : a) Sinogramme issu des simulations, b) Superposition de l'image réelle et de l'image reconstruite à partir des simulations, dans ce cas Corrcoef=0.4.

-Etude de cible : le rectangle

Le rectangle sous étude à une longueur de $4\mu m$ pour une largeur de $1\mu m$. Le phénomène évoqué pour le carré doit donc être mis aussi en évidence dans ce cas particulier. L'image reconstruite, figure 5.26, le confirme effectivement. Les sommets sont effectivement plus intenses que les côtés. On remarque aussi que les artefacts sont majoritaires sur ces grands cotés.



Figure 5.26 : Superposition de l'image réelle et de l'image reconstruite à partir des projections

L'objet suivant va nous permettre de définir mieux encore le comportement de la reconstruction d'image selon la forme que présente l'objet à l'onde incidente. Si l'objet présente une dimension plane à l'onde, celle-ci se rétro-propage en gardant un front d'onde plan et la lentille ne permet pas d'amplifier ce signal. A l'opposé si l'objet présente un angle, la lentille peut jouer son rôle et permettre ainsi une refocalisation permettant l'amplification du signal rétro-propagé. Il est intéressant maintenant d'évaluer l'influence de l'angle (aigu ou obtus) sur l'amplification de l'onde refocalisée. L'objet "triangle isocèle" nous permet de déterminer ce paramètre.

- Le triangle

Les dimensions du triangle sous étude sont de $2\mu m$ pour la base pour une hauteur de $1\mu m$. Le triangle est isocèle, il comporte donc un angle obtus au sommet et deux angles aigus sur la base. L'image reconstruite à partir des projections, figure 5.27, délimite correctement les sommets du triangle.



Figure 5.27 : Superposition de l'image réelle et de l'image reconstruite à partir des simulations

Sur ce résultat, l'angle obtus du sommet est mieux représenté que les deux angles aigus. La reconstruction de ce triangle permet de discerner la forme sur l'image reconstruite. Malgré tout, divers artefacts sont présents sur l'image. Un travail sur la procédure "mathématique" de reconstruction se devra d'être également mené pour améliorer la qualité de l'image et réduire ces perturbations. Quelques pistes seront évoquées dans le paragraphe suivant.

Pour conclure sur cette étude "géométrique", il faut souligner la capacité de notre méthode à reproduire les formes extérieures d'un objet totalement réflecteur même pour une géométrie complexe (voir l'exemple de la croix 5.4.4.1). Une limitation apparaît lorsque l'objet possède des arêtes de longueurs supérieures à 1.5 à 2 μ m. Dans ce cas, une partie de l'onde rétro-propagée reste plane et ne profite pas de la double focalisation.

5.4.4.4 Objet non parfaitement réflecteur

A titre d'illustration, la dernière étude porte sur des objets d'indices faibles et donc partiellement réflecteurs. Dans cette configuration les phénomènes attendus ne sont plus uniquement des phénomènes de réflexion. En utilisant des objets d'indices plus faibles, la réflexion et la réfraction aux différentes interfaces de l'objet interviennent. Les objets étudiés sont deux carrés de 1µm de coté chacun placés l'un à coté de l'autre et dont les indices de réfraction sont respectivement de 2.3 et de 2.1. Dans le cas d'indices aussi faibles, on voit clairement que la reconstruction d'image, figure 5.28, est affectée. Néanmoins, au vu des amplitudes reconstruites, on peut distinguer, malgré les nombreux artefacts, que la méthode permet de distinguer la variation d'indice.



Figure 5.28 : Image reconstruite à partir des projections de deux carrés d'indice 2.3(pointillé) et 2.1(lignes pleines)

Au vu de ce premier résultat, il apparaît que, comme en tomographie usuelle, on soit capable non seulement d'imager mais d'analyser la nature de la cible. Par contre, les calculs menés actuellement dans le groupe montre l'existence d'effets inattendus, induits probablement par des résonances de l'objet, pour la détection et la reconstruction. Ces études suivent leurs cours.

5.5 Discussion et perspectives

5.5.1 Limites de la méthode.

Les images reconstruites, d'objets parfaitement réflecteurs, avec cette méthode sont comparables en formes et en dimensions aux objets réels sous étude. Des objets de tailles inférieures à la moitié de la longueur d'onde d'excitation ont pu être redessinés correctement. Certains objets pouvant atteindre $\lambda/30$ ont même pu être détectés. Dans l'état actuel du travail sur nos cibles parfaitement réfléchissantes, certains artefacts sont présents sur l'image reconstruite. D'autres inconvénients existent aussi de part la nature de la méthode utilisée. Nous les listons ci-dessous :

-Taille de la cible

Les dimensions, minimales ou maximales, des objets sous étude sont limitées. La taille maximale est imposée par la distance entre le barycentre de l'objet et l'interface de sortie de la lentille. Dans notre cas, cette distance correspond à la moitié de l'épaisseur de la lentille (soit 2.7µm) car on place toujours le centre de rotation au point de focalisation théorique. La fenêtre d'étude correspond donc à un cercle de rayon égal à 2,7µm. Toutefois cette limite peut être dépassée en utilisant une lentille plus grande. Une telle limitation pourrait également être dépassée en changeant de distance de référence. Au lieu de considérer le centre de rotation de la cible, prendre la distance interface de sortie de la lentille-première interface de l'objet se présente comme une alternative (notamment pour les objets fortement réflecteurs). L'influence de ce changement sur la qualité de l'image est en cours d'évaluation.

La taille minimale semble être définie par la résolution de la lentille. Pour redessiner l'image de l'objet avec les dimensions correctes, il faut que l'objet ne soit pas plus petit que cette dernière. Si on désire uniquement la détection d'objet, cette taille peut être ramenée bien en deçà (50nm). Dans le cas où la taille de l'objet est plus petite que 50nm alors l'ensemble ne pourra pas détecter cet objet. Cela représente la limite de détection de la lentille.

-Artefacts sur l'image reconstruite :

Certains artefacts de reconstruction existent. Ils sont souvent dus à un nombre insuffisant de pas angulaires dans la construction du sinogramme. Dans ce cas, des raies parasites sont présentes sur l'image reconstruite. Pour résoudre ce problème, il suffit alors d'augmenter le nombre de projections lorsque le temps de simulation le permet. Le filtre rampe, inséré dans la procédure de reconstruction

d'image, permet également de diminuer ces artefacts. Il introduit des valeurs négatives proches des contours ce qui permet d'effacer progressivement les raies.

Ces artefacts peuvent aussi être la conséquence du choix du filtre utilisé. Un filtre passe-bas permet de limiter les artefacts dus au bruit mais perd aussi l'information sur les détails contenus dans les plus hautes fréquences. L'inverse permet de récupérer les détails contenus dans les hautes fréquences mais également le bruit hautes fréquences. Il faut alors trouver un compromis résolution spatiale/bruit pour le choix du filtre à utiliser.

D'autres artefacts présents ne sont pas issus de la simulation mais de la procédure de reconstruction de l'image. Le filtre rampe seul n'est pas idéal, il est trop brutal et accentue l'apport des hautes fréquences ce qui entraine des parasites lors de la reconstruction. D'autres types de filtres peuvent être utilisés pour lisser ces artefacts, comme par exemple une fenêtre d'apodisation. Dans ce cas, le filtre rampe est multiplié par un filtre lissant, illustré sur la figure 5.29. Par exemple un filtre de Hann ou de Hamming permet de limiter ces artefacts sur les contours. La pertinence d'utiliser de tels filtres pour améliorer la qualité de l'image reste discutable. En effet, l'intérêt de notre lentille de par sa résolution sous longueur d'onde (au moins théoriquement) est d'amplifier les informations sur les grandes valeurs du vecteur d'onde. Ces filtres ont tendance à limiter la portée des valeurs importantes de k, ce qui semble contradictoire avec notre but premier. Ici encore, il s'agit de compromis à évaluer entre précision et qualité de la reconstruction de l'image.



Figure 5.29 : Création du filtre de Hann par la multiplication du filtre rampe par une fenêtre d'apodisation.

5.5.2 Avantages

Malgré ces inconvénients, les avantages potentiels de cette méthode sont multiples :

-Cette microscopie proche infrarouge est une technique d'imagerie non-invasive. Comme toutes les microscopies utilisant la tomographie, elle doit permettre d'obtenir l'information sur l'intérieur de l'objet lorsque celui-ci n'est pas parfaitement réflecteur. Le choix des longueurs d'onde en proche infrarouge permet l'absence d'ionisation lors de la propagation des ondes, ce qui n'est pas le cas pour les rayons X par exemple.

-Un autre avantage de ce système est sa possibilité d'être intégrable avec d'autres composants optoélectroniques et photoniques grâce à son approche de type "cristal photonique" semi-conducteur.

Les premiers résultats sur l'analyse de cibles d'indice de réfraction quelconque laissent percevoir un champ d'application important dépassant le cadre strict de l'imagerie et incluant la notion de détecteur ultra-sélectif.

Parallèlement la recherche menée dans le cadre des métamatériaux sur les "superlentilles", les lentilles à gradients d'indices (etc..) ont vocation à rendre encore plus performante notre approche. Il en va de même pour les "protocoles" de reconstruction d'images, restés très simples jusqu'alors dans notre exploration. On peut aussi dégager quelques perspectives pratiques et théoriques.

5.5.3 Perspectives de cette étude

Il reste en effet beaucoup d'aspects à améliorer afin d'affiner la méthode de reconstruction d'image. Attardons nous sur quelques perspectives issues d'une étude qui n'en est qu'à ses débuts.

5.5.3.1 Fabrication/Mesures

Les premières structures permettant la mise en évidence expérimentale de cette étude ont été fabriquées. L'une des particularités de cette mesure est que pour amener une onde plane aux bords de la lentille, il faut utiliser un guide qui s'évase au fur et à mesure afin que le signal qui se propage à l'intérieur garde un front d'onde plan. Cette approche est à l'opposé des sources ponctuelles utilisées dans les chapitres précédents. Le premier objet à être envisagé pour les mesures est un objet hexagonal gravé directement dans l'hétérostructure. Pour simuler la rotation de l'objet nous avons fabriqué plusieurs structures avec guide, lentille et l'objet hexagonal. Sur les différentes structures, seul l'hexagone pivote par pas de 10°. Au total 6 objets sont fabriqués (Fig. 5.30). Grâce à la symétrie de l'objet ces valeurs de rotation permettent de simuler virtuellement l'ensemble des rotations de 360° par pas de 10°.



Figure 5.30 : Image MEB des structures hexagonales fabriquées pour la mesure.

En théorie, l'image reconstruite issue des simulations dont l'objet est cet hexagone donne le résultat suivant(Fig. 5.31) :



Figure 5.31 : Image reconstruite pour un objet hexagonal.

Afin d'aborder également la limite de détectivité, 4 autres structures sont fabriquées sur le même échantillon. Ces 4 objets sont des piliers de diamètres différents. Les diamètres sont de 200nm, 400nm, 700nm et 1000nm (Fig. 5.32).



Figure 5.32 : Image MEB des structures circulaires fabriquées.

Ces premiers objets issus de notre étude sur l'imagerie sont actuellement en cours de caractérisation.

5.5.3.2 Imagerie 3D

La perspective qui vient naturellement à l'esprit est celle de l'étude d'objets tridimensionnels. En effet la transformée de Radon peut être appliquée aussi bien dans la reconstruction d'images 2D qu'à celle d'images 3D. L'inconvénient majeur de ce passage à la dimension supérieure est le temps de calcul des simulations mais aussi du post-traitement. Pour passer à la reconstruction d'image en trois dimensions, il suffit d'utiliser des plans comme projections. C'est ce qui existe pour le scanner CT.

Est-il possible d'imaginer l'adaptation de notre système utilisant une lentille 2D vers un processus 3D ou faut-il concevoir une autre génération de lentilles? La question reste ouverte.

5.5.3.3 Amélioration du post-traitement

Le post-traitement utilisé dans cette étude est le premier post-traitement utilisé dans l'imagerie scanner datant de 1972. Depuis, les traitements de données recueillies a évolué. Le principe est toujours d'inverser au mieux la transformée de Radon mais en utilisant des programmes plus élaborés, par exemple par un post-traitement utilisant des itérations mathématiques. Le principe, représenté sur la figure 5.33, est de retrouver par itération la matrice R qui définit la projection. Ce calcul matriciel est très lourd en temps de calcul et en ressource. L'intégration de ce post-traitement pourrait être envisagée dans notre étude car ce dernier permet une reconstruction d'image améliorée.



Figure 5.33 : représentation de la méthode de reconstruction d'image par itération[108].

5.5.3.4 Ouverture sur la tomographie en transmission

Pour exploiter encore plus l'avantage d'une microscopie utilisant la tomographie, et surtout afin d'optimiser la récolte d'informations sur l'intérieur d'un objet et étudier des objets d'indices quelconques, l'idée est de détecter et d'imager des objets en transmission. Ainsi l'onde peut se propager à l'intérieur de la cible et il est possible de récupérer une information derrière l'objet. Il faut toutefois intégrer dans le post-traitement des données les lois de réfraction et de réflexion d'une onde rencontrant un objet diélectrique quelconque. L'arrangement émetteur/récepteur n'est alors plus le même non plus. Le guide d'onde est à la même position, l'objet sous étude vient ensuite pour que l'onde interagisse avec l'objet. Ensuite vient la lentille pour amplifier l'onde qui interagit avec l'objet, finalement on récupère le champ sur une ligne de réponse au-delà de la lentille. Ce principe est illustré figure 5.34.



Figure 5.34 : Arrangement pour la tomographie en transmission

L'utilisation de la phase pourrait s'avérer utile. Le parallèle avec la microscopie en contraste de phase, qui utilise l'information portée par la phase pour différencier des objets transparents d'indice proches pourrait être un grand avantage. Cette microscopie permet de visualiser des objets d'indices très proches. On peut alors envisager d'appliquer cette méthode à notre système. Cette méthode permettrait donc de combiner les informations issues de l'amplitude du signal enregistré et celles issues de la phase du même signal.

5.6 Conclusion

Ce chapitre a présenté une étude portant sur l'imagerie proche infrarouge utilisant la lentille plate à base de cristaux photoniques. Cette lentille aux propriétés de résolution exceptionnelles a été intégrée dans un système d'imagerie permettant de reconstruire l'image d'objets sous-longueur d'onde. Toutefois, de cette étude préliminaire à la fabrication d'un prototype d'imageur, voire seulement même de détecteur, il reste énormément à faire. Faire tourner un objet, déplacer une lentille sont autant d'actions "faciles" à faire dans le cadre d'une simulation. Les répliquer par de multiples structures fabriquées (comme nous avons commencé à le faire) pour montrer les effets est facile également (caractérisation SNOM). A l'opposé, concevoir un prototype fonctionnant en champ proche dans le domaine infrarouge implique des dispositifs miniaturisés de dimensions microniques. Exploiter les mesures en champ lointain, reste également un challenge important. Comment transmettre en champ lointain la mesure faite le long de la ligne de focalisation devant la lentille? Une première piste de réflexion consisterait à fabriquer un mur de piliers diélectriques de dimensions largement sous longueur d'onde diffractant hors plan devant la lentille mais sans perturber l'onde plane injectée.

Comment créer la variation d'angle nécessaire pour reconstruire le sinogramme et donc l'image? Ici également des pistes de réflexion issues de la micro et/ou nanofluidique sont envisagées.

Les questions et les opportunités sont multiples, et devraient alimenter la suite de la collaboration entre l'institut Fresnel, l'ICB de Dijon et l'IEMN, auxquels s'est ajouté un nouveau partenaire, le LASMEA de Clermont-Ferrand.

Dans le cadre de la nanophotonique intégrée, d'autres composants aux fonctionnalités originales exploitant les propriétés de dispersion au niveau local cette fois-ci peuvent être imaginés et conçus. Nous allons dans un dernier chapitre aborder quelques uns d'entre eux, de manière non exhaustive, en conservant comme lien directeur leur compatibilité avec les procédés technologiques que nous avons développés jusqu'alors.

Chapitre 6 : Prospectives

Ce chapitre va aborder les études menées lors de cette thèse sur des composants à base de cristaux photoniques originaux. Contrairement à la lentille utilisée dans les chapitres précédents, dont l'indice effectif est constant sur l'ensemble du cristal, les composants à base de cristaux photoniques présentés dans cette partie ont une hétérogénéité du milieu comme point commun. Les paramètres effectifs locaux (perméabilité, permittivité et indice de réfraction) varient par conséquent au sein même du matériau. La méthode mathématique de transformée d'espace est de plus en plus utilisée pour concevoir ces composants qui offrent la possibilité de contrôler de manière générale la propagation des ondes électromagnétiques notamment en les concentrant ou au contraire en les dispersant spatialement. Il en résulte de très nombreuses applications potentielles allant des revêtements d'invisibilités isolés ou associés à un réflecteur [109-112], certaines même ayant l'avantage de présenter des pertes minimales[113]. Nous présentons dans ce chapitre deux types de composants, avec d'une part une lentille à gradient d'indice, permettant de focaliser une onde plane et d'autre part un composant d'invisibilité qui sera appelé ici "tapis magique". Ce dernier vise l'invisibilité partielle d'un défaut sur un réflecteur sous une incidence normale. Le composant de focalisation comme celui d'invisibilité part du principe d'une variation d'indice local du cristal, permettant de courber les rayons pour les dispositifs de concentration et de réussir l'illusion optique d'une réflexion non perturbée par un défaut présent sur une surface réfléchissante. Compte tenu de la complexité des phénomènes mis en jeu nous rappellerons dans une première partie les règles de conception basées sur l'optique de la transformation. Nous traiterons l'exemple de la lentille en seconde partie en limitant notre exposé à la conception et aux problèmes technologiques propres à ces structures. En ce qui concerne le tapis magique dont la conception a été faite principalement à l'institut Fresnel et la caractérisation à l'Université de Bourgogne dans le cadre d'une collaboration, nous rappellerons les règles essentielles de conception, insisterons sur les challenges technologiques pour les premiers composants réalisés à l'IEMN et donnerons les premiers résultats expérimentaux concluants qui montrent la reconstruction d'un front d'onde plan par le revêtement d'invisibilité.

6.1 L'optique de transformation

Les premières études proposant d'utiliser l'optique de transformation pour la création de nouveaux composants à base de méta-matériaux ont été menées simultanément par Pendry et al[114] et Leonhardt et al[115,116]. Cette méthode a déjà montrée son efficacité pour créer des composants

optiques[117,118]. La transformation d'espace permet de transformer n'importe quel repère en un autre déformé. Cette méthode, issue de la référence[114], est illustrée sur la figure 6.1. Cette figure représente deux repères bidimensionnels. Le premier est un repère cartésien orthonormé tandis que le second est un repère à deux dimensions dilaté et compressé sur certaines zones de l'espace. La transformée d'espace **f** permet de passer d'un repère à l'autre. La propagation en ligne droite (A) dans l'espace originel est donc modifiée dans l'espace transformé (B).



Figure 6.1 : a)Repère originel, b) repère obtenu par transformée d'espace

Pour retrouver la même propagation que celle obtenue en B dans l'espace original, il faudrait, idéalement, compresser, dilater ou encore tordre l'espace réel, donc l'objet. Ceci est mathématiquement possible mais très souvent physiquement irréalisable en termes de tenseurs de permittivité et de perméabilité que l'on peut déduire de ces transformations. En effet, il est possible de relier la transformation de l'espace à des changements des paramètres effectifs sur l'espace, donc en introduisant des gradients.

Pour prendre un exemple concret qui illustre l'utilisation de la transformée optique pour la création de composants, nous allons nous intéresser à l'étude réalisée par Kwon et al[119]. Dans cette étude, l'un des composants réalisés est un dispositif permettant de collimater la lumière issue d'une source isotrope en privilégiant une direction de l'espace. Le principe est d'insérer une source d'onde cylindrique dans un composant de forme rectangulaire afin que le signal électromagnétique(EM) traverse les interfaces avec un front d'onde plan. Pour cela, les auteurs partent de la représentation spatiale d'une source cylindrique placée dans un repère cartésien d'indice constant (Fig. 6.2).



Figure 6.2 : Carte de champ du rayonnement d'une source cylindrique placée dans un espace cartésien

A partir de cette figure on constate que le signal EM se propage radialement compte tenu de l'isotropie du vecteur k, de l'absence d'obstacles et de variation de l'indice. Sur cette figure, le composant de forme rectangulaire est matérialisé mais il a les mêmes paramètres que l'environnement. Le but de cette étude est de changer les paramètres effectifs à l'intérieur du rectangle afin de forcer les rayons à se propager uniquement dans deux directions distinctes, +y et -y. En pratique cela revient à appliquer au repère polaire (Fig. 6.3a), borné par un cercle de rayon **a**, une transformation spatiale pour obtenir le repère rectangulaire visualisé sur la figure 6.3b. Sur ces deux repères, les lignes bleues (lignes pleines) représentent les directions prises par l'onde alors que les courbes vertes (lignes pointillées) représentent les courbes équi-phase, avec la source ponctuelle placée à l'origine O. La forme elliptique des courbes équi-phase après le changement de repère montre que l'indice doit varier à l'intérieur du composant pour obtenir un effet de direction de propagation préférentielle .



Figure 6.3 : a) Repère polaire borné de rayon a, b)Repère rectangulaire transformée

On passe donc d'un repère polaire : $\rho = \sqrt{x^2 + y^2} \le a$ à un repère rectangulaire défini par $x' \le w$ et $y' \le l$. x' et y' sont les coordonnées du repère transformé.

La transformation utilisée dans cet exemple est définie par :

$$x' = \frac{wx}{a}$$
 (6.1) et $y' = \frac{ly}{\sqrt{a^2 - x^2}}$ (6.2)

Les tenseurs permittivité et perméabilité peuvent alors être modifiés à partir des relations [120]:

$$\varepsilon' = \mu' = \frac{AA^T}{\det(A)} \quad (6.3)$$

$$A_{ij} = \frac{\partial x'_i}{\partial x_j}, \ i, j = 1, 2, 3.$$
 (6.4)

Avec ε' et μ' les tenseurs permittivité et perméabilité dans le nouveau repère et A_{ij} la matrice Jacobienne de la transformation. On obtient alors pour le tenseur permittivité, les valeurs $\varepsilon'_{xz} = \varepsilon'_{zx} = \varepsilon'_{yz} = \varepsilon'_{zy} = 0$ et :

$$\varepsilon'_{xx} = \frac{\sqrt{w^2 - x'^2}}{l}$$
(6.5)

$$\varepsilon'_{xy} = \varepsilon'_{yx} = \frac{x'y'}{l\sqrt{w^2 - x'^2}}$$
(6.6)

$$\varepsilon'_{yy} = \frac{x'^2 y'^2}{l(w^2 - x'^2)^{3/2}} + \frac{l}{\sqrt{w^2 - x'^2}}$$
(6.7)

$$\varepsilon'_{zz} = \frac{a^2 \sqrt{w^2 - x'^2}}{w^2 l}$$
(6.8)

La figure 6.4 donne le résultat de la simulation des phénomènes de propagation contrôlés par les variations des paramètres constitutifs données ci-dessus.

On constate que contrairement aux fronts d'ondes de forme cylindrique de la figure 6.2, les lieux équi-phases sont relativement plans dans les demi-espaces situés au dessus et en dessous du dispositif de collimation.



Figure 6.4 : Carte de champ électrique du collimateur

L'exemple précédent a le mérite de montrer toute la richesse du contrôle des ondes EM par une des applications essentielles de la nanophotonique qui consiste à transformer une onde cylindrique ou circulaire en une onde pour laquelle les vecteurs d'onde sont colinéaires. A notre connaissance aucune réalisation pratique n'a été réalisée à partir de cette étude théorique tout du moins dans le domaine de l'optique. Nous nous proposons à présent d'adresser le même type d'application par l'utilisation de cristaux photoniques à gradient d'indice.

6.2 Les lentilles à gradient d'indice à base de cristaux photoniques.

Les composants à gradient d'indice à base de cristaux photoniques permettent de mettre en évidence différents phénomènes, en particulier les effets de mirage [121], ceux relatifs à des effets de courbure des rayons lumineux [122], et d'autres propres aux lentilles [123]. C'est sur cette dernière application que notre étude porte. Le gradient d'indice introduit par la structuration artificielle de la lentille permet de courber les ondes se propageant dans cet objet même pour un dispositif sans conformation de surface (lentille plane). Contrairement à la lentille plane présentée dans les chapitres précédents qui ne permet de focaliser qu'une source ponctuelle placée à une distance proche de la lentille, les lentilles à gradient d'indice encore appelée GRIN lens pour « GRadient INdex lens » permettent la focalisation d'une onde plane, soit l'équivalent de la focalisation d'une source placée à
l'infini. En imagerie classique, ce composant permet de réduire les aberrations et apporte une meilleure résolution [124]. Toutefois, des lentilles à indice négatif constant mais avec une interface courbe ont été également réalisées pour résoudre ce type de problème[125,126].

Cette partie présente des résultats de lentilles à gradient d'indice à base de cristaux photoniques, que ce soit en réseau de trous mais aussi, ce qui fait l'originalité de cette étude, en réseau de piliers. Cette configuration de piliers dont le diamètre est choisi très petit devant la longueur d'onde permet de se positionner dans la limite des grandes longueurs d'ondes, c'est à dire en régime de métamatériau. Pour ces différentes lentilles, les propriétés de résolution sont étudiées. La perspective d'applications utilisant ce type de lentille pour un système d'imagerie par tomographie est également discutée.

6.2.1 Le principe

Le principe d'une lentille à gradient d'indice est d'agir localement sur la dispersion du cristal dans le but de changer la vitesse de propagation du signal. Le gradient d'indice utilisé dans cette étude, est un gradient dans la direction transverse à la direction de propagation de l'onde. Une onde plane sous incidence normale à l'interface d'entrée voit alors un indice effectif différent à chaque point d'entrée de cette lentille. La différence de vitesse de propagation dans la lentille a comme conséquence une courbure du front de phase suivant le principe de Fermat. Autrement dit, dans une lentille où l'indice varie selon la direction transverse à la direction de propagation, les rayons se propageront plus rapidement dans les couches où l'indice est plus faible. Comme la durée de propagation des ondes électromagnétiques entre l'entrée et la sortie de la lentille doit être égale pour chaque rayon issu d'une source d'onde plane, les rayons se propageant plus vite se courberont pour parcourir une distance plus grande et ainsi avoir un temps de parcours égal à celui des autres rayons. Si la lentille est trop épaisse, les ondes se focaliseront à l'intérieur de l'objet. Si la lentille à une épaisseur adéquate alors la focalisation sera obtenue en sortie de lentille (Fig. 6.5).



Figure 6.5 : Schéma de la propagation d'une onde plane dans une lentille à gradient d'indice

Dans le cas particulier des lentilles à base de cristaux photoniques, il suffit de changer le facteur de remplissage de la cellule unitaire pour voir évoluer la dispersion du réseau soit en changeant le diamètre des trous (ou celui des piliers), soit en changeant la périodicité du réseau. On peut ainsi modifier localement les valeurs de permittivité et de perméabilité effectives. Ainsi dans le cas présenté ci-dessous, le gradient d'indice dans la direction transverse est obtenu en changeant la valeur du rayon des trous du cristal photonique.

6.2.2 Etude de la lentille à gradient d'indice à base de trous.

Cette étude reprend les travaux effectués par Wu et al.[127]. La lentille sous étude est composée d'un réseau hexagonal de trous. Le gradient d'indice dans la lentille est imposé par une variation du rayon des trous composant cette lentille dans la direction transverse. Le module de l'indice est plus faible au centre que sur les bords. On a une variation du rayon des trous allant de 0.25a à 0.40a (du centre vers les bords). La variation du rayon r(y) suivant l'axe transverse y à l'axe de propagation des rayons incidents se fait sur 12 rangées, on a donc une variation qui suit l'équation :

$$r(y)/a = 0.25 + 1.042 \times 10^{-3}.y^2$$
 (6.9)

avec **a** période du réseau et **y** allant de 0 à 12 correspondant à la y^{-ème} rangée. Les coefficients introduits dans l'équation (6.9) ont été choisis en fonction de la valeur extrême des différentes périodes afin que l'onde se propageant dans la lentille ait une avance de phase sur les bords de 3π radian par rapport au centre. Cette lentille a été simulée par FDTD-2D pour une onde plane incidente dont la longueur d'onde est de 1.55µm. Dans notre exemple la période utilisée est égale à 476nm, les rayons des trous vont donc de 119 nm pour le centre à 190 nm pour les bords (Fig. 6.6a). La figure 6.6b représentant la carte du module de la composante du champ électrique E_x (polarisation TM) en amont, à l'intérieur et en aval de la lentille montre que cette lentille permet de focaliser une onde plane(Fig. 6.6b et c). La résolution calculée dans le plan focal pour une telle lentille est de 0.6 λ . L'avantage de cette lentille à gradient d'indice est que la focalisation est conservée pour une large gamme de fréquence.



Figure 6.6 : a) Schéma de la lentille simulée, b) Carte de champ électrique c)Carte de phase

Sur l'image représentant la carte de la phase du champ électrique E_x , on observe clairement l'effet des variations d'indices sur la vitesse de phase, créant ainsi la courbure du front d'onde en sortie de lentille et la focalisation en champ lointain. La seconde remarque est qu'il y a deux rayons principaux formant la focalisation. La construction d'une tâche focale se fait donc par des chemins privilégiés. Comme pour la lentille à indice constant n=-1, la structuration du réseau limite la résolution ultime de la lentille. L'utilisation d'un réseau dont les dimensions de trous varient est aussi un problème pour la fabrication. Spécialement pour l'étape de gravure ICP. Les profondeurs de gravure des trous ainsi que la forme de ceux-ci dépendent fortement de la taille du trou à graver. En particulier si la variation du diamètre des trous est trop importante cela nuit à la qualité de gravure. Pour dépasser ces limites technologiques, nous allons étudier à présent une lentille à base de piliers de diamètre constant dont la période varie en essayant de conserver des dimensions petites devant la longueur d'onde.

6.2.3 Etude de la lentille à gradient d'indice à base de piliers.

Rappelons que la principale originalité de cette étude repose sur l'étude d'une lentille à gradient d'indice à base de piliers. Le principe de Babinet décrit le comportement électrique et magnétique d'un matériau lorsque celui-ci est structuré pour être le complémentaire du matériau initial. Ce principe a été appliqué à la lentille à gradient d'indice à base de trous vu dans la partie précédente. L'étude porte donc sur une lentille à gradient d'indice transverse à base de piliers en polarisation TE. La variation d'indice est amenée par un changement, non pas du diamètre du pilier, mais de la distance entre chaque pilier comme le montre la figure 6.7. Ce changement de période plutôt que de rayon des piliers est choisi en vue de la fabrication à l'IEMN de ce type de dispositif. En effet, la fabrication, qui met notamment en jeu la gravure profonde, en sera facilitée car le rapport d'aspect (rapport entre le diamètre des piliers et leur hauteur) reste constant pour chaque pilier.



Figure 6.7 : Représentation a) d'un réseau à périodes constantes et b) d'un réseau à périodes variables.

La période entre les piliers au centre de la lentille est plus petite que celle en périphérie. Pour cette étude, la période centrale doit être plus petite que $\lambda/10$ soit 150nm mais comme le diamètre des piliers est fixé à 100nm pour des raisons de faisabilité technologique, elle doit aussi être supérieure à cette valeur. On peut considérer que pour avoir un maillage correct lors des simulations, la période minimale peut être de 110nm. On choisit alors une période centrale de 110nm qui augmentera pour les rangées transverses jusqu'à atteindre une période de 150nm pour la dernière rangée. Notre but est de simuler une lentille contenant des piliers de tailles très petites devant la longueur d'onde ($<\lambda/10$). L'idée sous-jacente est d'exciter la résonance de Mie fondamentale pour ces piliers diélectriques constitués de semi-conducteurs malgré la valeur relativement faible de la permittivité de ces matériaux. D'autres études portant sur des piliers à fort indice ont permis de mettre en évidence ce phénomène[128]. On peut toutefois espérer des effets de localisation permettant d'améliorer les propriétés de focalisation de la lentille[129].

Comme dans le cas précédent, une onde plane de largeur égale à la largeur de la lentille est envoyée sous incidence normale. La période initiale de 110nm pour la rangée centrale est augmentée au fur et à mesure que l'on s'éloigne du centre. Cette variation renvoie une valeur de l'indice effectif au centre plus importante que sur les cotés. La figure 6.8 représente les structures de bandes pour les directions cristallines principales en polarisation TE pour un réseau de piliers dont la période est de 110nm (courbe bleue) et de 150nm (courbe rouge). Si on effectue un zoom dans la direction ΓK on constate qu'il est possible de moduler la vitesse de la phase des ondes par un changement du pas des réseaux de piliers.



Figure 6.8 : a) Structure de bande pour un réseau de piliers de période de 110nm(bleue) et 150nm(pointillé-rouge), b)Zoom sur la direction Γ -K.

Différentes voies permettent de passer d'une période centrale de 110nm à une période périphérique de 150nm. Nous allons nous intéresser à deux approches distinctes, la variation linéaire et la variation parabolique.

La première variation étudiée est une variation linéaire telle que :

$$\frac{p\acute{eriode}_n}{\lambda} = 0.071 + n \times 3.2.10^{-3} \qquad (6.10)$$

Avec n étant la n^{ième} rangée en partant du centre. Cette loi traduit une variation linéaire (Fig. 6.9) de la variation de la période, du centre $(a_0=110$ nm, soit $0.0710a/\lambda)$ au bord de la lentille $(a_8=150$ nm, soit $0.096(a/\lambda))$. Les valeurs des indices correspondant à ces périodes sont calculées à partir du diagramme de dispersion et l'allure du profil d'indice obtenu est quasi-linéaire.



Figure 6.9 : Courbe représentant la variation d'indice linéaire

Pour cette lentille, en supposant un dispositif constitué de N rangées selon la direction z (direction des ondes incidentes) et de M rangées selon la direction transverse x, on obtient un effet de focalisation d'une onde plane derrière la lentille comme l'illustre la figure 6.10. Le point de

focalisation dans ce cas se retrouve très proche de l'interface de sortie de la lentille (0.3λ) et la largeur de la tâche focale (résolution) est de 0.58λ .



Figure 6.10 : Carte de champ de la focalisation d'une onde plane à travers la lentille

La deuxième variation de la période est de type parabolique. A partir de la même lentille, la période initiale est de 110nm pour une période aux extrémités de 150nm, toutefois la variation de la période suit une variation parabolique telle que :

$$\frac{p\acute{eriode}_n}{\lambda} = 0.071 + n^2 \times 4.10^{-4}$$
(6.11)

La variation transverse de l'indice de réfraction suit une variation parabolique qui est tracée sur la (Fig. 6.11).



Figure 6.11 : Représentation de l'indice parabolique, b)Carte de champ associée à ce gradient

Pour cette lentille on obtient également la focalisation d'une onde plane derrière la lentille, avec une distance focale également très courte. Dans ce cas la résolution est de 0.56λ , soit une résolution très proche de celle avec une variation linéaire.

Pour aller plus loin dans l'étude du type de variation, la suite de l'étude porte sur la comparaison entre la variation linéaire et la variation parabolique appliquée à différents paramètres.

Pour cela nous allons étudier l'influence sur la résolution de certains paramètres introduits dans les lois de variation (linéaire et parabolique) d'indice. Les variations du coefficient sont effectuées en prenant une valeur donnée de la période aux extrémités. Ainsi dans l'exemple précédent, la période maximale est de 150nm. Pour l'étude que nous effectuons, c'est cette période maximale qui fait office de paramètre ajustable. Nous allons étudier les deux types de variation pour des valeurs de période aux extrémités allant de 130nm à 270nm. Ces variations vont changer la forme du gradient d'indice vu au préalable, celui-ci 's'ouvrira' ou se 'refermera' selon la période extrême choisie. La figure 6.12 représente la forme des gradients d'indices obtenue pour des périodes extrêmes de 130nm, 150nm et 170nm dans les cas linéaires et paraboliques.



Figure 6.12 : Distribution d'indice a) linéaires et b)paraboliques pour différents coefficients définis par leurs périodes périphériques de 130nm(courbes noires), 150nm(bleues) et 170nm(rouge)

Les résultats de résolution obtenus sont reportés dans le graphe suivant. Pour une variation linéaire, la meilleure résolution est obtenue pour une période maximale de 190nm, donnant ainsi une valeur de 650nm soit 0.42λ . La variation parabolique permet d'atteindre 550nm de résolution soit 0.35λ , dans ce dernier cas, la période maximale est de 250nm. La focalisation est très proche de l'interface de sortie de la lentille. On remarque aussi que pour la variation linéaire, la courbe s'arrête pour une période maximale de 210nm car au-delà il n'y a plus de focalisation. Cette période maximale atteint 250nm pour la variation parabolique. Les valeurs de période au-delà de 250nm ne permettent plus de faire la distinction du point focal.



Figure 6.13 : Courbes représentant la résolution obtenue pour différentes valeurs de périodes maximales pour une variation linéaire(bleue) et une variation parabolique (pointillé-rouge)

La distance focale change également selon le type de variation utilisée. Pour une variation parabolique, la distance focale reste approximativement la même, la focalisation se fait à une distance de 470nm. Par contre pour une variation linéaire, cette distance focale augmente lorsque la période maximale augmente (Fig. 6.14a et b). La focalisation pour cette lentille est alors très proche de l'interface de sortie. Pour illustrer les différences dans les effets de focalisation, nous avons reporté dans les figures ci-dessous les cartes de champs correspondantes. Dans un souci de clarté de cette représentation des champs, un changement toutefois du contraste d'intensité a été effectué dans certains cas.



Figure 6.14 : Lentille de période centrale 110nm et de période périphérique a)130nm linéaire, c)190nm linéaire, b) 130nm parabolique et d) 230nm parabolique

Cette même étude a été réalisée avec des lentilles à base de piliers de 400nm de diamètre avec l'objectif de les fabriquer. En effet, des piliers de 100nm de diamètre posent de nombreux problèmes de réalisation en utilisant les procédés technologiques de l'IEMN. En passant d'un diamètre de piliers

de 100nm à une valeur de 400nm, il est évident que l'on diminue le rapport entre la longueur d'onde de travail et les dimensions pertinentes du dispositif en s'éloignant du régime de grande longueur d'onde. Malgré tout, on observe une amélioration de la résolution pour une variation parabolique par rapport à une variation linéaire. La meilleure résolution obtenue est de 0.71λ pour une lentille dont la période centrale est de 420nm et de 560nm aux extrémités.

6.2.4 Fabrication des prototypes

Pour compléter cette étude, nous avons fabriqués deux lentilles, l'une à base de trous (Fig. 6.15a) similaires à celle présentée dans l'étude de Wu et al. [127] et la seconde à base de piliers (Fig. 6.15b). Rappelons que pour faciliter la fabrication, la lentille à gradient d'indice est composée de piliers de 400nm de diamètre et non de 100nm pour les dispositifs à haute résolution. Par des études systématiques nous avons pu en effet constater que la résine utilisée (HSQ FOX16) ne nous permet pas de fabriquer des piliers de moins de 160nm de diamètre pour une profondeur de gravure de 2µm. Pour fabriquer des piliers de diamètre 100nm il faudrait utiliser une résine permettant une épaisseur de dépôt inférieure à celle de la résine précédemment mentionnée qui est de 500nm (voir chapitre 3).



Figure 6.15 : Image MEB des lentilles à gradient d'indices réalisées

Les figures 6.15a et b montrent des photographies au microscope électronique à balayage des premiers prototypes qui ont été fabriqués et qui illustrent les difficultés liées à la réalisation de tels dispositifs.

Pour la lentille à base de réseau de trous, on observe que les bords de la lentille sont parfois gravés en raison du diamètre des trous trop grand aux extrémités. Ce problème pourrait être résolu dans une réalisation ultérieure en intégrant un mur diélectrique sur chaque interface. De plus, la variation du diamètre des trous entraine des variations notables pour les différentes profondeurs de gravure, les trous de diamètre plus petits étant les moins gravés.

Pour la lentille à base de piliers, les problèmes viennent de la variation de la période entre chaque pilier, principalement pour la périodicité au centre de la lentille. Les piliers sont les plus rapprochés dans cette zone avec un espacement de seulement 20nm. Cette proximité ne permet pas une gravure profonde et nette des flancs de ces piliers. Bien que la partie guidante soit séparée des autres piliers, les bases respectives de ces piliers sont parfois confondues. Compte tenu de la réalisation technologique récente de ces premiers prototypes il ne nous a pas été possible, dans le cadre de cette thèse, d'étudier l'impact de ces imperfections de fabrication sur la propagation et la focalisation des ondes. On peut néanmoins s'attendre à une augmentation des pertes hors plan de guidage par l'hétérostructure InP/InGaAsP/InP et à des variations de l'indice effectif par rapport aux valeurs visées.

Ces lentilles sont donc réalisables technologiquement sans changer de procédé de fabrication, imaginant leur intégration dans un système photonique. Dans cette perspective, il est alors intéressant de se poser la question de savoir si cette lentille présente des avantages ou a contrario des inconvénients pour le système d'imagerie présenté dans le chapitre précédent.

6.2.5 Perspectives des lentilles à gradient d'indice.

Suite aux études précédentes sur la tomographie, nous avons essayé d'intégrer cette lentille à gradient d'indice dans le système d'imagerie en réflexion. En effet, l'apport de cette lentille serait un avantage car elle permet de focaliser une source placée à l'infini. Cette propriété pourrait permettre l'étude d'objets placés à une distance plus importante que celle des lentilles planes à indice n=-1. Les premières simulations utilisant la lentille à gradient d'indice montrent que l'intégration de cet objet apporte de nouvelles difficultés. En effet la particularité de cette lentille en fait aussi son inconvénient. Car si cette lentille permet de focaliser une onde plane, elle permet par réciprocité aussi de transformer une source ponctuelle en onde plane à partir de laquelle il devient difficile de retirer une information. Comme le montre la figure 6.16, pour qu'une onde plane se réfléchisse sur l'objet, il faut envoyer l'onde incidente de l'autre coté à l'aide d'une source ponctuelle contrairement à l'utilisation d'une

lentille n=-1 où l'onde incidente est une onde plane. Après interaction avec l'onde incidente, l'objet devient une source secondaire. Au vu des deux passages dans la lentille, on constate que l'information contenue dans l'onde réfléchie est transportée sur une onde plane. Il faut par contre rappeler que dans le cas de la lentille à indice n=-1, cette information était à nouveau focalisée. On ne peut alors plus utiliser directement le traitement numérique développé pour le système d'imagerie initial utilisant la lentille à indice négatif mais il faut alors reconsidérer l'analyse des signaux réfléchis en onde plane.



Figure 6.16 : Schéma de principe de la propagation d'une source ponctuelle à travers une lentille à gradient

En conclusion de cette partie consacrée à deux types de lentilles planes à gradient d'indice à base de cristaux photoniques, nous retiendrons que celles-ci permettent la focalisation de faisceaux collimatés donc de sources placées à l'infini. Leur résolution est comparable à celle de la lentille à indice constant n=-1. Malgré l'utilisation de piliers très petits devant la longueur d'onde, les meilleurs résolutions obtenues sont de 0.33λ pour la lentille à gradient à base de piliers de 100nm de diamètre contre 0.37λ pour la lentille à indice constant n=-1. Il nous semble que l'explication première de ce résultat est la difficulté de concentrer les champs électromagnétiques dans les piliers en raison de la faible valeur de permittivité des constituants diélectriques. Pour pouvoir garder cette énergie il faut soit considérer des matériaux à fort indice ou alors passer à des structures métallo-diélectriques en insérant par exemple des couches de métal dans chaque pilier [130]. Au plan technologique, nous avons vu que la fabrication de piliers ou de trous dans un diélectrique reste toutefois accessible avec les procédés actuellement mis en œuvre à l'IEMN. Cette dualité de structures pilier/trou ouvre la voie pour concevoir de nouveaux composants composés à la fois de piliers et de trous comme nous allons le voir pour la réalisation du 'tapis magique'.

6.3 Le "Tapis magique"

Cette dernière partie de prospective aborde un composant original dont l'étude théorique, rappelons le, a été menée par le groupe CLARTE de l'institut Fresnel situé à Marseille. L'utilisation de cristaux photoniques vise ici à rendre invisible un objet diffusant situé sur une surface réfléchissante avec une illumination sous incidence normale. Ce phénomène d'illusion optique est appelé 'Hiding under the carpet' [131], littéralement "caché sous le tapis".

6.3.1 Le principe

Le principe de ce dispositif est illustré sur les figures 6.17a, b et c. En (a) une onde plane incidente se réfléchit totalement sur le réflecteur, supposé parfait, sous la forme d'une onde plane. L'ajout d'un objet réfléchissant (de forme triangulaire pour cet exemple) entraine des réflexions dans d'autres directions de l'espace que celles correspondant à la direction d'incidence. Le tapis magique qui revêt le réflecteur triangulaire (c) permet de conserver une onde réfléchie plane dans le champ lointain du réflecteur. Le triangle réfléchissant n'est donc pas 'détecté' en ayant l'illusion d'une surface parfaitement plane comme dans le cas de la figure (a).



Figure 6.17 : Principe du tapis magique, une onde est envoyée sur un miroir a)avec et b) sans objets, dans le but de retrouver le signal initial c)

Ce dispositif d'invisibilité associant des surfaces réfléchissantes a déjà été étudié à l'aide de l'optique de transformation et testé expérimentalement en micro-ondes[132,133]. Dans la mesure où on utilise pour les réflecteurs en micro-ondes des surfaces métalliques, ces composants sont appelés généralement "ground-plane cloak". Des vérifications expérimentales ont également été apportées en infrarouge sur la base des transformations d'espace en utilisant un cristal photonique en réseau de trous [134] ou comportant des plots de silicium [135].

L'étude ci-dessous reporte les résultats théoriques, de fabrication et les premiers résultats expérimentaux concluants d'un tel composant à base de cristaux photoniques III-V mélangeant réseaux de trous et de piliers en utilisant une hétérostructure identique à celle des composants précédemment réalisés (Fig. 6.18).



Figure 6.18 : Schéma de la structure composé du réseau réflecteur (miroir+objet) et du réseau de pilier.

L'étude menée porte sur une structure fonctionnant à 1.55µm et permettant une invisibilité sous une incidence normale. La polarisation de l'onde incidente correspond à la polarisation p (champ magnétique orienté selon l'axe des trous). Pour la longueur d'onde de travail de 1.55µm et les paramètres du réseau de trous choisis, le réseau de trous se comporte comme un réflecteur (réflexion totale en bande interdite du cristal photonique). La bande interdite photonique s'étend de 0.26**a** jusque 0.36**a** (fréquence normalisée). Le réseau agit donc comme un miroir à la fréquence de travail qui est de 0.32**a**. Ce réflecteur a les mêmes dimensions que le réseau de trous de la lentille n=-1, c'est-à-dire une période de 476nm pour un diamètre de trous de 347nm. C'est avec ce même réseau réflecteur qu'est réalisé l'objet que l'on veut dissimuler. Il a ici la forme d'un trapèze et fait partie intégrante du réseau réflecteur plan (Fig. 6.19b).

Le tapis d'invisibilité est composé de 200 piliers de 160nm de diamètre. Pour des raisons de fabrication, cette valeur a été revue à 200nm de diamètre. La position de chaque pilier a été choisie à partir d'une transformation d'espace illustrée sur la figure 6.19a. En pratique les piliers, de diamètre constant sont positionnés sur chaque nœud comme l'illustre la figure 6.19b.



Figure 6.19 : a)grille issue de la transformation d'espace, b) réseau de piliers associé à cette grille

Conformément aux illustrations schématiques des figures 6.17a, b et c, trois types de structure doivent être simulés pour mettre en évidence le phénomène d'invisibilité. La première est effectuée avec le cristal réflecteur seul (Fig. 6.20a et b). Une onde plane est envoyée sous incidence normale sur le plan réflecteur. L'onde est entièrement réfléchie et garde un front d'onde plan, c'est la référence vers laquelle il faut tendre avec le système complet. Le résultat de cette simulation est reporté sur la figure 6.20b pour une onde plane non bornée latéralement.



Figure 6.20 : a)réseau réflecteur seul b) carte de champ associée

La deuxième simulation se fait en présence de l'objet réflecteur diffusant de forme trapézoïdale qui est, rappelons le, fabriqué avec le même réseau de trous que le miroir plan. La carte de champ reportée sur la figure 6.21b permet dans ce cas de mettre en évidence des ruptures de planéité des fronts d'onde au voisinage de l'objet révélant ainsi sa présence en amont du dispositif.



Figure 6.21 : a)réseau réflecteur et objet trapézoïdale b) carte de champ associée

La troisième et dernière expérience numérique est effectuée avec le réseau réflecteur, l'objet de forme trapézoïdale ainsi que le réseau de piliers visant l'invisibilité. On constate, figure 6.22, que grâce au réseau de piliers, il y reconstruction d'un front d'onde plan à l'intérieur de la cape d'invisibilité et a fortiori dans le champ lointain du système réflecteurs plan et trapézoïdal.



Figure 6.22 : a)réseau réflecteur, objet trapézoïdal et réseau de piliers b) carte de champ associée

Ces premiers résultats de simulation montrent la possibilité de préserver un front d'onde plan, grâce à la présence d'un réseau de piliers permettant de rattraper les différences de phase entre les ondes périphériques et celles qui interagissent avec l'objet central. Ils ont motivés des premières études technologiques qui concernent principalement la faisabilité de fabrication d'un premier prototype.

6.3.2 La fabrication

En préambule, il convient de mentionner que cette structure amène de nouvelles contraintes de fabrication avec tout d'abord l'association réseaux de trous et de piliers. En effet, il a été observé que lors de l'étape de gravure profonde, la profondeur ainsi que la qualité de la gravure peut évoluer selon la géométrie de l'objet à graver. Ce problème a déjà été rencontré précédemment avec le micromasquage présent sur certains échantillons (voir chapitre 3). De même, lorsque que l'on applique les paramètres de gravure du réseau de trous à celui en piliers, les résultats peuvent être décevants. En particulier les flancs de gravure peuvent devenir bombés. Il faut dans ce cas changer les paramètres de gravure pour le réseau de piliers. Dans la mesure où les réseaux de piliers et de trous doivent être définis dans une même étape de gravure, il a été nécessaire de trouver un compromis sur les paramètres. On peut remarquer toutefois que ces paramètres ne permettent pas d'avoir des flancs de gravure droits pour les piliers (Fig. 6.23).

Le second problème vient de la taille très petite des piliers, l'étude théorique utilise un réseau de piliers de 160nm de diamètre. On atteint dans ce cas la limite de fabrication. Il est impossible avec notre procédé de réaliser des piliers d'un diamètre inférieur à 150nm. Pour cela, nous avons demandé à l'équipe CLARTE de Marseille d'effectuer de nouvelles simulations avec des piliers de 200nm. Il s'est avéré que les résultats étaient satisfaisants même avec des piliers de 200nm. Les figures 6.23 montrent deux images représentatives de la première réalisation technologique avec, sur la figure (a), une vue d'ensemble du dispositif global. Sur cette photographie l'échelle est de 1µm par conséquent comparable à la longueur d'onde. A partir de cette échelle, on note que le réflecteur de forme

trapézoïdale à des dimensions comparables à quelques longueurs d'onde. Le revêtement d'invisibilité s'étend également sur plusieurs longueurs d'onde avec un réseau de trous qui se courbe et se densifie au voisinage de la partie proéminente de l'objet diffusant. La figure 6.23b est une vue agrandie (l'échelle est ici de 200nm) de la pointe. On constate sur cette figure que les trous présentent une forme conique, la côte de 200 nm fixée lors de la conception n'étant respectée que pour la base inférieure. Des imperfections dans la fabrication sont également apparentes pour le réseau de trous avec des flancs de gravure coupant l'alignement des trous. En dépit de ces imperfections, nous nous proposons d'analyser les premiers résultats des caractérisations SNOM de ces dispositifs qui se sont déroulés très récemment à Dijon. Cette vérification expérimentale faite à l'aide des trois configurations du système est ici présentée de manière très succincte. Nous invitons le lecteur à consulter la thèse de Geoffroy Scherrer qui a réalisé ces mesures et dont le manuscrit devrait être publié prochainement.





Figure 6.23 : Image MEB du tapis magique fabriqué à partir des données issues des simulations

6.3.3 Vérification expérimentale

En ce qui concerne les conditions expérimentales, précisons que l'implantation du dispositif a été réalisé grâce à la réalisation d'un guide trompette (fabriqué de façon monolithique lors de la phase de réalisation) qui permet de générer un front d'onde plan. Comparativement aux simulations, l'illumination est ici bornée transversalement par la dimension de ce guide en sortie. Celle-ci a cependant été choisie suffisamment grande pour espérer la génération d'un front d'onde plan en entrée du dispositif.

Les figures 6.24a, b et c sont les images *topographiques* des trois dispositifs ayant conduit aux images *optiques* reportées en (d) (e) et (f) avec en (a) l'interface de sortie d'un guide trompette isolé, en (b) et (c) deux structures comportant un centre diffusant de forme trapézoïdale avec et sans revêtement d'invisibilité. Les figures (d), (e) et (f) correspondent aux cartes d'intensité du champ électrique enregistrées après le balayage de la pointe SNOM au contact dans l'espace situé entre le

réflecteur (réseau de trous) et l'interface de sortie du guide trompette. Pour les configurations (a) topographique et (d) optique du guide trompette isolé, les fronts d'ondes, matérialisés par les maxima d'intensité sont relativement plans et cela malgré la présence d'un résidu sur l'interface du guide d'entrée. Pour la topographie (b) et (e) optique relative à un centre diffuseur sans revêtement, des courbures dans les fronts d'ondes peuvent être identifiées au voisinage de ce diffuseur. Enfin pour la configuration (c) topographique et (f) optique, il apparaît une reconstruction en ondes planes en sortie de la zone correspondant au réseau de pilier qui constitue le tapis d'invisibilité.



Figure 6.24 : Mesure SNOM de la topographie a) du réflecteur, b) du réflecteur et de l'objet diffusant et c) du réflecteur, de l'objet diffusant et du tapis d'invisibilité et leurs cartes de champ associées(d, e et f)

6.4 CONCLUSION

Au terme de ce chapitre consacré aux résultats obtenus très récemment et qui constituent la base des études prospectives actuelles, les points saillants suivants nous semblent devoir être soulignés. Les lentilles à gradient d'indice apparaissent complémentaires des lentilles à indice négatif en permettant la focalisation d'une onde plane ou vice versa la transformation de rayons divergents issus d'une source ponctuelle en rayons collimatés. Ces lentilles, dont le terme anglo-saxon est 'GRIN lens,' ont été étudiées puis fabriquées dans le cadre de notre travail sur la base d'une technologie cristal photonique mettant en jeu soit des réseaux de trous soit des réseaux de piliers. Leur étude par simulation, notamment en considérant leur résolution ultime, montre que celles-ci est très proche de la limite de Rayleigh même avec une structuration fine. Leur fabrication a mis en évidence de nouveaux challenges en particulier dans le contrôle des gradients d'indice qui se font par variation des paramètres structuraux (diamètre ou espacement des trous ou piliers). Bien que fabriqués, les premiers dispositifs GRIN n'ont pu être caractérisés pour le moment. On peut s'attendre cependant à des répercussions significatives sur la qualité de l'image, compte tenu de ces imperfections.

Pour les dispositifs d'invisibilité qui ont été fabriqués sur la base d'une idée du groupe Clarté de l'Institut Fresnel, leur réalisation a également soulevée des problèmes nouveaux. Ceux-ci concernent en particulier le non respect des formes et par voie de conséquence des côtes en raison des compromis que nous avons fait pour la gravure '*simultanée*' des réseaux de trous et de piliers. Ici encore, des imperfections ont pu être notées après fabrication que ce soit par la présence de résidus ou de flancs de gravure qui apparaissent corrugués par la structuration en trou. Les premières analyses des images SNOM, effectuées à l'université de Bourgogne, montrent cependant *d'une façon directe,* compte tenu de l'absence de post traitement des mesures, la reconstruction des fronts d'ondes plans par le tapis d'invisibilité.

CONCLUSION GENERALE

Au terme de ce travail sur le design et l'exploitation des lentilles plates à cristaux photoniques, les points suivants nous semblent devoir être soulignés.

Tout d'abord, sur la base des travaux menés au sein de notre groupe de recherche par Sophie Fasquel, puis Nathalie Fabre, nous nous sommes attachés, théoriquement et expérimentalement, à optimiser les figures de mérite des lentilles plates à cristaux photoniques exploitant la réfraction négative n = -1 en seconde bande du diagramme de dispersion, à savoir la transmission (« adaptation d'impédance ») et la résolution.

Pour la transmission, l'insertion sur les deux faces de la lentille de couches anti-réfléchissantes particulièrement étudiées pour obtenir une adaptation pour une large gamme d'angles d'incidence a été étudiée théoriquement, puis fabriquée, et enfin mesurée dans le cadre du projet ANR FANI en collaboration avec l'Institut Fresnel de Marseille (théorie) et L'Institut Carnot de Bourgogne (caractérisation) avec succès. Des transferts de puissance supérieurs à 20% ont pu être ainsi obtenus.

Concernant la résolution, une étude numérique portant sur l'insertion de défauts ponctuels dans l'axe de propagation de la lentille nous a montrée qu'il était possible de dépasser, dans le régime de fonctionnement choisi, la limite classique de Rayleigh avec des valeurs de résolution de l'ordre de 0.4λ nous approchant ainsi de la limite ultime de 0.3λ , qui correspond à l'échelle de structuration de notre matériau. Expérimentalement, les résultats obtenus ne sont pas encore suffisamment significatifs par rapport aux campagnes de mesure passées pour tirer des conclusions définitives sur cette approche. Il apparaît en effet que pour atteindre ces valeurs ultimes, une compréhension accrue des aspects tridimensionnels rencontrés dans la pratique alors que notre méthode de conception reste bidimensionnelle soit nécessaire à l'avenir.

Néanmoins, et pour dépasser le stade du prototype « démonstratif », nous avons initié dans cette thèse de nouveaux travaux concernant un dispositif de détection et d'imagerie intégrant la lentille « optimale » que nous avons développé. En s'inspirant des techniques de tomographie en réflexion, nous avons proposé une méthodologie de détection de cibles métalliques de tailles largement sous longueur d'onde (λ /40) ou de reconstruction de l'image en forme et en dimension de cibles dont les dimensions caractéristiques sont de l'ordre de grandeur de la résolution de la lentille. Sur cette base, ces études doivent être désormais étendues à des cibles de nature quelconque (notamment

diélectriques) et testées expérimentalement. Des premiers prototypes ont été fabriqués avec succès mais non testés à l'heure de l'écriture de ce manuscrit.

Dans une dernière partie, et avec toujours en perspective les applications en détection et en imagerie, nous avons initié une étude sur une ingénierie localisée de l'indice de réfraction dans des structures diélectriques à trous ou à piliers. Les études se sont orientées autour de deux thématiques : (i) les tapis magiques (dans le cadre de la prospective du projet FANI) et (ii) les lentilles à gradient d'indices. Ici également les deux types de dispositifs ont été fabriqués dans diverses configurations nous permettant aussi de tester les limites de notre technologie. Les tout premiers résultats obtenus sur les « tapis magiques » calculés à l'Institut Fresnel et caractérisés en SNOM à l'ICB de Dijon sont extrêmement encourageants même s'ils nous montrent toute la difficulté de ce type d'ingénierie dans le domaine optique.

Il apparait aujourd'hui clairement que, quelle que soit la gamme de longueur d'onde visée (du térahertz au visible), les recherches parallèles sur les métamatériaux, les cristaux photoniques ou sur les dispositifs issus de l'optique de transformation se retrouvent face à un challenge crucial pour leur développement futur. De très nombreux effets nouveaux et potentiellement intéressants ont été démontrés, en théorie et pour nombre d'entre eux en pratique également, mais la question importante maintenant est : pour quoi faire ? En effet, l'écart entre le but final recherché en termes de performances, prenons comme exemple « la cape d'invisibilité » ou « la superlentille », et l'effet démontré est tel que, même déjà extraordinaire, le prototype fabriqué reste très éloigné d'une application réelle à grande échelle. C'est actuellement ce verrou, principalement technologique, qui doit être levé pour assurer à ces sujets un avenir.

C'est pourquoi, déjà dans le cadre de ce manuscrit, nous avons orienté nos études sur les techniques de détection et d'imagerie, qui peuvent s'appliquer par règle d'échelle sur l'ensemble du spectre électromagnétique et optique, pour exploiter les propriétés extraordinaires de réfraction (ultraréfraction et réfraction négative) des « matériaux artificiels », avec pour visée ultime la fabrication non d'un prototype « physique » mais d'un « appareil » utile. Nous pensons que ces travaux initiés dans le cadre de la nanophotonique intégrée, mais dont les résultats concernant la détection (matériaux, gaz,...) et l'imagerie sont également exploitables dans d'autres gammes de longueurs d'onde pourront trouver des débouchés, à moyen ou long terme, dans le domaine des télécommunications, le biomédical ou encore le contrôle de l'environnement ou le développement durable.

REFERENCES

[1] C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, P. Viktorovitch, P. Regreny, M. Gendry, P. Rojo-Remeo, G. Hollinger, E. Jalaguier, S. Pocas, and B. Aspar, "InP 2D photonic crystal microlasers on silicon wafer: room temperature operation at 1.55 μm," IEE Elect. Lett., 37, pp. 764-765, 2001

[2] O. Painter, R. K. Lee, A. Scherer, A. Yariv, J. D. O'Brien, P. D. Dapkus, and I. Kim, "Twodimensional photonic band-gap defect mode laser," Science, 284, pp. 1819-1821, 1999.

[3] O. J. Painter, A. Husain, A. Scherer, J. D. O'Brien, I. Kim, and P. D. Dapkus, "Room temperature photonic crystal defect lasers at near-infrared wavelengths in InGaAsP," IEEE J. Lightwave Technol., 17, pp. 2082-2088, 1999.

[4] O. Painter, J. Vu ckovi c, and A. Scherer, "Defect modes of a twodimensional photonic crystal in an optically thin dielectric slab," J. Opt. Soc. Amer. B, vol. 16, no. 2, pp. 275–285, Feb. 1999

[5] J.-K. Hwang, H.-Y. Ryu, D.-S. Song, I.-Y. Han, H.-W. Song, H.-K. Park, Y.-H. Lee, and D.-H. Jang, "Roomtemperature triangular-lattice two-dimensional photonic band gap lasers operating at 1.54 μm," Appl. Phys. Lett., 76, pp. 2982-2984, 2000.

[6] H.-G. Park, J.-K. Hwang, J. Huh, H.-Y. Ryu, Y.-H. Lee, and J.-S. Kim, "Nondegenerate monopole-mode twodimensional photonic band gap laser', Appl. Phys. Lett., 79, pp. 3032-3034, 2001.

[7] P. St.J. Russell, "Photonic crystal fibers," Science, vol. 299, no. 5605, pp. 358–362, Jan. 2003

[8] J. C. Knight, T. A. Birks, P. St.J. Russell, and D. M. Atkin, "All-silica single-mode fiber with photonic crystal cladding," Opt. Lett., vol. 21, no. 19, pp. 1547–1549, Oct. 1996.

[9] T. A. Birks, J. C. Knight, and P. St.J. Russell, "Endlessly singlemode photonic crystal fiber," Opt. Lett., vol. 22, no. 13, pp. 961–963, Jul. 1997.

[10] J. K. Ranka, R. S. Windeler, and A. J. Stentz, "Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm", Optics Letters, Vol. 25, pp. 25-27 (2000)

[11] S. G. Johnson, P. R. Villeneuve, S. Fan, and J. D. Joannopoulos, "Linear waveguides in photoniccrystal slabs", Phys. Rev. B 62, 8212–8222 (2000)

[12] J. D. Joannopoulos, Pierre R. Villeneuve et Shanhui Fan, "Photonic crystals: putting a new twist on light" Nature 386, 143-149 (1997)

[13] Robert D. Meade, A. Devenyi, J. D. Joannopoulos, O. L. Alerhand, D. A. Smith, and K. Kash, "Novel applications of photonic band gap materials: Low-loss bends and high Q cavities", J. Appl. Phys. 75, 4753 (1994)

[14] H. Benisty, "Modal analysis of optical guides with two-dimensional photonic band-gap boundaries", J. Appl. Phys. 79, 7483 (1996)

[15] Attila Mekis, Shanhui Fan, and J. D. Joannopoulos, "Bound states in photonic crystal waveguides and waveguide bends", Phys. Rev. B 58, 4809–4817 (1998)

[16] Attila Mekis, J. C. Chen, I. Kurland, Shanhui Fan, Pierre R. Villeneuve, and J. D. Joannopoulos, "High Transmission through Sharp Bends in Photonic Crystal Waveguides", Phys. Rev. Lett. 77, 3787–3790 (1996)

[17] Eric Cassan and Khanh-Van Do, "Analytic design of graded photonic crystals in the metamaterial regime", JOSA B, Vol. 28, Issue 8, pp. 1905-1910 (2011)

[18] Shelby, R.A., "Experimental verification of a negative index of refraction", Science, 292 (5514), 77-79. 6 (2001).

[19] Wang, B., Zhou, J., T Koschny., T., Kafesaki., M. and Soukoulis., C., "Chiral meta materials: simulations and experiments", J. Opt. A: Pure Appl. Opt., 11, 114003-114013, (2009).

[20] Soukoulis C M, Kafesaki M and Economou, "Negative-index materials: new frontiers in optics", Adv. Mater. 18 1941–52 (2006)

[21] Smith D R, Padilla W J, Vier D C, Nemat-Nasser S C and Schultz S "Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity" Phys. Rev. Lett. 84 4184–7 (2000)

[22] Yen T J, Padilla W J, Fang N, Vier D C, Smith D R, Pendry J B, Basov D N and Zhang X "Terahertz magnetic response from artificial materials" Science 303 1494–6 (2004)

[23] S. Enoch, G. Tayeb, D. Maystre, "Numerical evidence of ultrarefractive optics in photonic crystals", Optics Comm. 161, 171-176 (1999)

[24] B. Gralak, S. Enoch, and G. Tayeb, "Anomalous refractive properties of photonic crsytals," J. Opt. Soc. Am. A 17, 1012-1020 (2000).

[25] S.-Y. Lin, E. Chow, V. Hietala, P. R. Villeneuve, and J. D. Joannopoulos, "Experimental demonstration of guiding and bending of electromagnetic waves in a photonic crystal," Science, vol. 282, pp. 274–276, 1998

[26] H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi, T. Tamamura, T. Sato, and S. Kawakami, "Superprism phenomena in photonic crystals," Phys. Rev. B, vol. 58, no. 16, pp. 10 096–10 099, Oct. 1998.

[27] Pendry JB, Holden AJ, Stewart WJ, Youngs I. "Extremely low frequency plasmons in metallic microstructures" Phys Rev Lett 1996; 76: 4773-76.

[28] Pendry JB, Holden AJ, Robbins JD, Stewart WJ. "Magnetism from conductors and enhanced non linear phenomena." IEEE Trans Microwave Theory Tech 1999; 47(11): 2075-84.

[29] Shelby RA, Smith DR, Nemat-Nasser SC, Schultz C, "Microwave transmission through a twodimensional, isotropic, left-handed metamaterial" Applied Physics Letters 2001; 78(4): 489-91.

[30] Joannopoulos JD, Meade RD, Winn JN. "Photonic crystal: molding the flow of light". 1995; Princeton, NJ, Princeton University Press

[31] Noda S, Tomoda K, Yamamoto N, Chutinan A. "Full three dimensional photonic band gap crystals at near-infrared wavelengths". Science 2000; 289: 604-6.

[32] Talneau A, Le Gouezigou L, Bouadma N, Kafesaki M, Soukoulis CM, Agio M. "Photonic crystal ultrashort bends with improved transmission and low reflection at 1.55 μ m". Appl Phys Lett 2002; 80(4): 547-9.

[33] Fabre N, Fasquel S, Legrand C, Mélique X, Muller M, François M, Vanbésien O, Lippens D. "Towards focusing using photonic crystal lens". Opto-electron Rev 2006; 14 : 225.

[34] X. Zhang, "Subwavelength far-field resolution in a square two-dimensional photonic crystal", PHYSICAL REVIEW E 71, 037601 (2005)

[35] P. Vodo, P. V. Parimi, W. T. Lu, and S. Sridhar, "Focusing by planoconcave lens using negative refraction", PAPPLIED PHYSICS LETTERS 86, 201108 s2005d

[36] J.B.Pendry "Negative Refraction Makes a Perfect Lens" Phys. Rev. Lett. 85, 3966–3969 (2000)

[37] Dentcho A. Genov, Shuang Zhang & Xiang Zhang, "Mimicking celestial mechanics in metamaterials", Nature Physics 5, 687 - 692 (2009)

[38] A. Martínez, H. Míguez, A. Griol, and J. Martí "Experimental and theoretical analysis of the self-focusing of light by a photonic crystal lens" Phys. Rev. B 69, 165119 (2004)

[39] Zhaolin Lu, Janusz A. Murakowski, Christopher A. Schuetz, Shouyuan Shi, Garrett J. Schneider, and Dennis W. Prather "Three-Dimensional Subwavelength Imaging by a Photonic-Crystal Flat Lens Using Negative Refraction at Microwave Frequencies" PRL 95, 153901 (2005)

[40] Vladimir M. Shalaev "Optical negative-index metamaterials" Nature Photonics 1, 41 - 48 (2007)

[41] S. Y. Lin, E. Chow, and J. Bur, S. G. Johnson and J. D. Joannopoulos "Low-loss, wide-angle Y splitter at _1.6-mm wavelengths built with a two-dimensional photonic crystal" OPTICS LETTERS / Vol. 27, No. 16 / August 15, 2002

[42]M. Notomi, "Theory of light propagation in strongly modulated photonic crystals: Refractionlike behavior in the vicinity of the photonic band gap," Phys. Rev. B 62, 10696-10705 (2000).

[43] V. G. Veselago, "Electrodynamics of Substances with Simultaneously Negative Values of Sigma and Mu", Soviet Physics Uspekhi-Ussr, vol. 10, no. 4, pp. 509{514, 1968.

[44] Kane Yee (1966). "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media". IEEE Transactions on Antennas and Propagation 14 (3): 302–307

[45] K. M. Ho, C. T. Chan, and C. M. Soukoulis "Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures" Phys. Rev. Lett. 65, 3152–3155 (1990)

[46] D. R. Smith and S. Schultz P. Markos and C. M. Soukoulis "Determination of effective permittivity and permeability of metamaterials from reflection and transmission coefficients" PHYSICAL REVIEW B, VOLUME 65,

[47] Charles Croënne, Nathalie Fabre, Davy P. Gaillot, Olivier Vanbésien, and Didier Lippens "Bloch impedance in negative index photonic crystals " PHYSICAL REVIEW B 77, 125333 _2008

[48] W. B. Weir, "Automatic measurement of complex dielectric constant and permeability at microwave frequencies," Proceedings of the IEEE, vol. 62, pp. 33-36, 1974.

[49] Dennis W Prather, Shouyuan Shi, Janusz Murakowski, Garrett J Schneider, Ahmed Sharkawy, Caihua Chen, BingLin Miao and Richard Martin "Self-collimation in photonic crystal structures: a new paradigm for applications and device development" J. Phys. D: Appl. Phys. 40 (2007) 2635–2651

[50] Hideo Kosaka, Takayuki Kawashima, Akihisa Tomita, Masaya Notomi, Toshiaki Tamamura, Takashi Sato and Shojiro Kawakami " Superprism phenomena in photonic crystals" Phys. Rev. B 58, R10096–R10099 (1998)

[51] C. Luo, S. G. Johnson, J. D. Joannopoulos, and J. B. Pendry, "Negative refraction without negative index in metallic photonic crystals," Opt. Express 11, 745-754 (2003).

[52] X. H. Hu and C. T. Chan, "Photonic crystals with silver nanowires as a near-infrared superlens," Appl. Phys. Lett. 85, 1520-1522 (2004).

[53] S. Foteinopoulou and C. M. Soukoulis, "Negative refraction and left-handed behavior in twodimensional photonic crystals," Phys. Rev. B 67, 235107 (2003)

[54] Chiyan Luo, Steven G. Johnson, J. D. Joannopoulos and J. B. Pendry "All-angle negative refraction without negative effective index" PRB, VOLUME 65, 201104

[55] Ertugrul Cubukcu, Koray Aydin, Ekmel Ozbay, Stavroula Foteinopoulou & Costas M. Soukoulis "Negative refraction by photonic crystals" Nature 423, 604-605 (2003)

[56] Nathalie Fabre, Loïc Lalouat, Benoit Cluzel, Xavier Mélique, Didier Lippens, Frédérique de Fornel, and Olivier Vanbésien "Optical Near-Field Microscopy of Light Focusing through a Photonic Crystal Flat Lens" PRL 101, 073901 (2008)

[57] Takashi Matsumoto, Kun-Sun Eom, and Toshihiko Baba "Focusing of light by negative refraction in a photonic crystal slab superlens on silicon-on-insulator substrate" OPTICS LETTERS Vol. 31, No. 18 (2006)

[58] B. D. F. Casse, W. T. Lu, R. K. Banyal, Y. J. Huang, S. Selvarasah, M. R. Dokmeci, C. H. Perry,1 and S. Sridhar1 "Imaging with subwavelength resolution by a generalized superlens at infrared wavelengths", OPTICS LETTERS Vol. 34 No. 13 (2009)

[59] M. Perrin, S. Fasquel, T. Decoopman, X. Mélique, O. Vanbésien, E. Lheurette, and D. Lippens, "Left-handed electromagnetism obtained via nanostructured metamaterials: comparison with that from microstructured photonic crystals", J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 7, S3–11 (2005).

[60] Fasquel S, Mélique X, Vanbésien O, Lippens D. "Wave channeling in compact multiport waveguides patterned in electromagnetic crystals". Superlattices Microstruct 2002; 32(2-3) : 145-51.

[61]Fasquel S, Mélique X, Lippens D, Vanbésien O, "Time dependence of directive channelling in photonic crystal based multiport devices" Optics Communications 2004 ; 233: 305.

[62] S. Fasquel, X. Mélique, O. Vanbésien, and D. Lippens, "Three-dimensional calculation of propagation losses in photonic crystal waveguides" Optics Comm. 246, 91–6 (2005)

[63] Decoopman T, Tayeb G, Enoch S, Maystre D, Gralak B, "Photonic crystal lens: from negative refraction and negative index to negative permittivity and permeability". Phys Rev Lett 2006; 97(7): 073905.

[64]Efros AL, Li C. "Electrodynamics of left-handed medium". Solid State Phenomena 2007; 121-3:1065-68.

[65] Chengyu Li, J.M. Holt and A. L. Efros "Far-field imaging by the Veselago lens made of a photonic crystal" J. Opt. Soc. Am. B/Vol. 23, No. 3 (2006)

[66] Chiyan Luo, Steven G. Johnson, and J. D. Joannopoulos "Subwavelength imaging in photonic crystals" PHYSICAL REVIEW B 68

[67] Daniel H. Raguin and G. Michael Morris "Analysis of antireflection-structured surfaces with continuous one-dimensional surface profiles" Applied Optics, Vol. 32 Issue 14, pp.2582-2598 (1993)

[68] Wojciech Śmigaj, Boris Gralak, Raphaël Pierre, and Gérard Tayeb, "Antireflection gratings for a photonic-crystal flat lens" Opt. Lett. 34, 3532-3534 (2009)

[69] Israel De Leon "Fourier analysis of reflection and refraction in two-dimensional photonic crystals" PHYSICAL REVIEW B 71

[70] S. Foteinopoulou1, and C. M. Soukoulis "Electromagnetic wave propagation in two-dimensional photonic crystals: A study of anomalous refractive effects" PHYSICAL REVIEW B 72, 165112 _2005

[71] Z. Ruan, M. Qiu, S. Xiao, S. He, and L. Thylén, Coupling between plane waves and Bloch waves in photonic crystals with negative refraction, PHYSICAL REVIEW B 71, 045111 (2005)

[72] Maxence Hofman, Nathalie Fabre, Xavier Mélique, Didier Lippens and Olivier Vanbésien "Defect assisted subwavelength resolution in III-V semiconductor photonic crystal flat lenses with n=-1" Optics Communications 283, 1169 (2009)

[73] Shayan Mookherjea and Amnon Yariv " Coupled Resonator Optical Waveguides" IEEE JOURNAL OF SELECTED TOPICS IN QUANTUM ELECTRONICS, VOL. 8, NO. 3, (2002)

[74] Sharee J. McNab, Nikolaj Moll, and Yurii A. VlasovUltra-low loss photonic integrated circuit with membrane-type photonic crystal waveguides3 November 2003 / Vol. 11, No. 22 / OPTICS EXPRESS 2927]

[75] S. Fasquel "Propriétés optiques de structures guidantes en cristal photonique" Thèse, université de Lille

[76] Po-Tsun Liua, T. C. Chang, T. M. Tsai, Z. W. Lin, and C. W. ChenB. C. Chen and S. M. Sze "Dielectric characteristics of low-permittivity silicate using electron beamdirect patterning for intermetal dielectric applications" APPLIED PHYSICS LETTERS VOLUME 83, NUMBER 20 17 NOVEMBER 2003

[77] : Namatsu H., Takahashi Y., Yamazaki K., Yamaguchi T., Nagase M. and Kurihara K. (1998) "Three dimensional siloxane resist for the formation of nanopatterns with minimum linewidth fluctuations" J. Vac. Sci. Technol B 16 69

[78] Falco C. M. J. M. van Delfta "Delay-time and aging effects on contrast and sensitivity of hydrogen silsesquioxane" J. Vac. Sci. Technol. B 20.6., Nov-Dec 2002

[79] D. Lauvernier, J.-P. Vilcot, M. François, D. Decoster "Optimization of HSQ resist e-beam processing technique on GaAs material" Microelectronic Engineering, No.75, p177–182, 2004

[80] J.S. Yu, Y. T. Lee, Semicon. Sci. Technol. 17, 230 (2002)

[81]A. Matsutani, H. Ohtsuki, S. Muta, F. Koyama, K. Iga, Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 40, 2001, pp. 1528-1529 "Mass effect of etching Gases in vertical and smooth dry etching of InP"

[82] Hatate, Hitoshi, Shirakawa, Masayuki, Fujiwara, Yasufumi, Takeda, Yoshikazu, Nakano, Hirohiko, Tatsuta, Toshiaki; Tsuji, Osamu "Fabrication of InP Submicron Pillars for Two-Dimensional Photonic Crystals by Reactive Ion Etching" Japanese Journal of Applied Physics, Volume 37, Issue 12B, pp. 7172 (1998)

[83] F. Karouta et al., "Role of Temperature and Gas-Chemistry in micro-masking of InP by ICP Etching", Proc. 18th annual IEEE/LEOS 2005, pp.987-988

[84] Feurprier, Y.; Cardinaud, C.; Grolleau, B. and Turban, G. "Proposal for an etching mechanism of InP in CH4-H2 mixtures based on plasma diagnostics and surface analysis" J. Vac. Sci. Technol. A, Vol. 16, No. 3, pp. 1552-1559 (1998)

[85] Gatilova, L.; Bouchoule, S.; Guilet, S.; Patriarche, G.; "High-aspect-ratio inductively coupled plasma etching of InP using SiH4/Cl2: Avoiding the effect of electrode coverplate material " J. Vac. Sci. Technol. B 29,,2..., Mar/Apr 2011

[86] A. L. Campillo, J. W. P. Hsu, C. A. White, and A. Rosenberg "Mapping the optical intensity distribution in photonic crystals using a near-field scanning optical microscope" J. Appl. Phys. 89, 2801 (2001)

[87] E. Flück, N. F. van Hulst, W. L. Vos, and L. Kuipers "Near-field optical investigation of threedimensional photonic crystals" Phys. Rev. E 68, 015601 (2003)

[88] Ilan Stefanon, Sylvain Blaize, Aurélien Bruyant, Sébastien Aubert, Gilles Lerondel, Renaud Bachelot, and Pascal Royer ,Heterodyne detection of guided waves using a scattering-type Scanning Near-Field Optical Microscope, Optics Express, Vol. 13, Issue 14, pp. 5553-5564 (2005)

[89] B. Cluzel, D. Gérard, E. Picard, T. Charvolin, V. Calvo, E. Hadji, and F. de Fornel " Experimental demonstration of Bloch mode parity change in photonic crystal waveguide" Appl. Phys. Lett. 85, 2682 (2004)

[90] B. Cluzel, D. Gérard, E. Picard, T. Charvolin, F. de Fornel, and E. Hadji "Subwavelength imaging of field confinement in a waveguide-integrated photonic crystal cavity" J. Appl. Phys. 98, 086109 (2005)

[91] D. Gérard, L. Berguiga, F. de Fornel, and L. Salomon, C. Seassal, X. Letartre, P. Rojo-Romeo, and P. Viktorovitch "Near-field probing of active photonic-crystal structures" OPTICS LETTERS Vol. 27, No. 3 / (2002)

[92] D. Courjon et C. Bainier "Le champ proche optique : théorie et applications" Springer, 2001 - 344 pages

[93] : Synge (E.), "Suggested method for extending microscopic resolution into the ultra-microscopic region" Phyl. Mag. 6 (1928), 356.362.

[94] : Ash (E.A.) et Nicholls (G.), "Super-resolution aperture scanning microscope" Nature 237 (1972), 510.512

[95] : Pohl (D.W.), Denk (W.), et Lanz (M.), "Optical stethoscopy : image recording with resolution lambda/20" Appl. Phys. Lett. 44, 651.653. (1984)

[96] : L. Lalouat "Interaction en champ proche entre une sonde nanométrique et le champ de composants à cristal photonique : interaction faible, microscopie spatialement hautement résolue;

interaction forte, contrôle des propriétés du composant." Thèse de doctorat, Université de Bourgogne, Dijon, 2005

[97] : Cluzel (B.), "Réalisation et imagerie par sonde locale de cristaux photoniques en silicium sur isolant" Thèse de doctorat, Université de Bourgogne, Dijon, 2005.

[98] G. Scherrer, M. Hofman, W. Śmigaj, B. Gralak, X. Mélique, O. Vanbésien, D. Lippens, C. Dumas, B. Cluzel, and F. de Fornel "Interface engineering for improved light transmittance through photonic crystal flat lenses " Appl. Phys. Lett. 97, 071119 (2010)

[99] Nathalie Fabre "Materiaux main gauche et cristaux photoniques pour l'optique : approche diélectrique" Thèse de doctorat, Université de lille, Lille, 2008

[100] N. Fang, H. Lee, C. Sun, and X. Zhang, "Sub-diffraction limited optical imaging with a silver superlens," Science 308, 534–537 (2005).

[101] A. Bitzer and M. Walther, "Terahertz near-field imaging of metallic subwavelength holes and hole arrays," Appl. Phys. Lett. 92, 231101 (2008)..

[102] Maxence Hofman, Didier Lippens, and Olivier Vanbésien "Image reconstruction using a photonic crystal based flat lens operating at 1.55µm" Applied Optics, Vol. 49, Issue 30, pp. 5806-5813 (2010)

[103] On Target Detection and Imaging Sensitivity by Using LHM Flat Lens Jieran Fang1, Xiaoting Dong 1, 2, and Gang Wang1 2006 IEEE (2006)Proceedings of International Symposium on Biophotonics, Nanophotonics and Metamaterials, Metamaterials 2006

[104] Wang G, Fang J, Dong XT, Resolution of near-field microwave target detection and imaging by using flat LHM lens, IEEE Transactions on Antennas and Propagation 2007; 55: 3534.

[105] G. T. Herman, Image Reconstruction from Projections: The Fundamentals of Computerized Tomography, 2nd ed. Academic, 1980

[106]A. C. Kak and M. Slaney. Principles of Computerized Tomographic Imaging. IEEE Service Center, Piscataway, NJ, 1988.

[107] Wang G, Fang J, Dong XT, Refocusing of backscattered microwaves in target detection by using LHM flat lens, Optics Express 2007; 15: 3312.

[108] I. Buvat "Cours de Master : Reconstruction tomographique" Orsay http://www.guillemet.org/irene/coursem/RIA Recon2010.pdf

[109] Rahm M, Roberts DA, Pendry JB, Smith DR, Transformation-optical design of adaptative beam bends and beam expanders, Optics Express 2008; 16(15): 11555-67.

[110] Rahm M, Schurig D, Roberts DA, Cummer SA, Smith DR, Pendry JB, Design of electromagnetic cloaks and concentrators using form-invariant coordinate transformations of Maxwell's equations, Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications 2008; 6: 87-95.

[111] Schurig D, Pendry JB, Smith DR, Calculation of material properties and ray tracing in transformation media, Optics Express 2006;14(21): 9794-9804.

[112] Muamer Kadic, Sebastien Guenneau, and Stefan Enoch, Transformational plasmonics: cloak, concentrator and rotator for SPPs, OPTICS EXPRESS Vol. 18, No. 11 (2010)

[113] Marco Rahm, Steven A. Cummer, David Schurig, John B. Pendry, and David R. Smith "Optical design of reflectionless complex media by finite embedded coordinate transformations" Phys. Rev. Lett. 100, 063903 (2008)

[114] Pendry J B, Schurig D and Smith D R 2006 Controlling electromagnetic fields Science 312 1780–2

[115]Leonhardt U 2006 Optical conformal mapping Science 312 1777–80

[116] Leonhardt U, Philbin TG, General relativity in electrical engineering, New Journal of Physics 2006; 8: 247.

[117]Kwon D-H andWerner D H "Two-dimensional eccentric elliptic electromagnetic cloaks" Appl. Phys. Lett. 92 013505 (2008)

[118] Martin Schmiele, Vineeth S. Varma, Carsten Rockstuhl, and Falk Lederer "Designing optical elements from isotropic materials by using transformation optics" PHYSICAL REVIEW A 81, 033837 (2010)

[119] Do-Hoon Kwon and Douglas H Werner "Transformation optical designs for wave collimators, flat lenses and right-angle bends" 2008 New J. Phys. 10 115023

[120]Cui Smith Liu: "Metamaterials : Theory, design and applications" Springer 2009 p.23

[121] E. Centeno, D. Cassagne, and J. P. Albert, "Mirage and superbending effect in two-dimensional graded photonic crystals," Phys. Rev. B 73, 235119-235119 (2006).

[122] E. Centeno and D. Cassagne, "Graded photonic crystals," Opt. Lett. 74, 2278-2280 (2005).

[123]Zhong Lei Mei, Jing Bai and Tie Jun Cui "Gradient index metamaterials realized by drilling hole arrays" J. Phys. D: Appl. Phys. 43, 055404 (2010)

[124]Duncan T. Moore1 "Gradient-index optics: a review" Vol. 19, No. 7 / APPLIED OPTICS (1980)

[125]B. D. F. Casse, W. T. Lu, Y. J. Huang and S. Sridhar, "Nano-optical microlens with ultrashort focal length using negative refraction," Appl. Phys. Lett. 93, 053111 (1-3) (2008).

[126]C. G. Parazzoli, R. B. Greegor, J. A. Nielsen, M. A. Thompson, K. Li, A. M. Vetter and M. H. Tanielian, "Performance of a negative index of refraction lens

[127]'Graded negative index lens by photonic crystals' de Qi Wu, John M. Gibbons et Wounjhang Park Optics Express 16,16941 (2008)

[128] Davy P. Gaillot, Charles Croënne et Didier Lippens "An all-dielectric route for terahertz cloaking" Optics Express, Vol. 16, Issue 6, pp. 3986-3992 (2008)

[129]K. Vynck, D. Felbacq, E. Centeno et al. "All-Dielectric Rod-Type Metamaterials at Optical Frequencies", 1-4. In Phys. Rev. Lett. 102 (13). (2009)

[130] Lei Kang and Didier Lippens "Mie resonance based left-handed metamaterial in the visible frequency range" Phys. Rev. B 83, 195125 (2011) [6 pages]

[131] Jensen Li and J. B. Pendry "Hiding under the Carpet: A New Strategy for Cloaking" PRL 101, 203901 (2008)

[132]R. Liu, C. ji, J.J.Mock, J.Y. Cui, D.R. Smith "Broadband Ground-Plane Cloak "Science 16, Vol. 323 pp. 366-369 (2009)

[133] H. F. Ma , T.J. Cui "Three-dimensional broadband ground-plane cloak made of metamaterials " Nature Communications 1, 21 (2010)

[134] Jason Valentine, Jensen Li, Thomas Zentgraf, Guy Bartal& Xiang Zhang "An optical cloak made of dielectrics"Nature Materials 8, 568 - 571 (2009)

[135]Lucas H. Gabrielli, Jaime Cardenas, Carl B. Poitras & Michal Lipson "Silicon nanostructure cloak operating at optical frequencies" Nature Photonics 3, 461 - 463 (2009)

Publications

• <u>Revues internationales à comité de lecture</u>

[1] <u>M. Hofman</u>, N. Fabre, X. Mélique, D. Lippens and O. Vanbésien "Defect assisted subwavelength resolution in III-V semiconductor photonic crystal flat lenses with n=-1" Optics Communications 283, 1169 (2009)

[2] <u>M. Hofman</u>, D. Lippens, and O. Vanbésien
"Image reconstruction using a photonic crystal based flat lens operating at 1.55µm"
Applied Optics, Vol. 49, Issue 30, pp. 5806-5813 (2010)
Republié dans : Virtual Journal for Biomedical Optics Vol. 6 Iss. 1

[3] G. Scherrer, <u>M. Hofman</u>, W. Śmigaj, B. Gralak, X. Mélique, O. Vanbésien, D. Lippens, C. Dumas, B. Cluzel, and F. de Fornel
"Interface *engineering for improved light transmittance through photonic crystal flat lenses*" Appl. Phys. Lett. 97, 071119 (2010)

[4] A. Treizebre, <u>M. Hofman</u>, B. Bocquet *"Terahertz Spiral Planar Goubau Line Rejectors for Biological Characterization"*Progress In Electromagnetics Research M, Vol. 14, pp 163-176, 2010.

• Colloques internationaux à comité de lecture avec proceedings :

<u>-Maxence Hofman</u>, Olivier Vanbésien, Didier Lippens "Reflection imaging technique using a photonic crystal based flat lens" *Metamaterials 2010* : KARLSRUHE, Germany September 2010 (oral)

-Geoffroy Scherrer, <u>Maxence Hofman</u>, Wojciech Smigaj, Benoit Cluzel, Olivier Vanbesien, Boris Gralak, Frederique De Fornel " Negative refraction and focalisation with a dielectric metamaterial lens" *SPIE Photonics* avril 2010 Brussels Belgium (poster)

• <u>Colloques nationaux :</u>

-<u>Maxence Hofman</u>, Xavier Mélique, Olivier Vanbésien and Didier Lippens, "Courbement des ondes électromagnétiques par gradient d'indice des métamatériaux à 1.55 μm" CNM Paris Mars 2011 **(poster)**

-Geoffroy Scherrer, <u>Maxence Hofman</u>, Wojciech Smigaj, Boris Gralak, Xavier Mélique, Olivier Vanbésien, Didier Lippens, Colette Dumas, Benoit Cluzel, et Frédérique de Fornel "Lentille plate à

cristaux photoniques et ingénierie d'interface : investigation en champ proche optique" CNM Paris Mars 2011 (oral)

<u>-Maxence Hofman</u>, X. Mélique, O. Vanbésien and D. Lippens "Gradient index flat lens via semiconductor nano pillars technologies "Journées thématiques du GDR Nanofils Semiconducteurs IEMN janvier 2011 (poster)

<u>-Maxence Hofman</u>, Xavier Mélique, Didier Lippens and Olivier Vanbésien. " A ONE-STEP TECHNOLOGY FOR FULL DIELECTRIC OPTICAL METAMATERIALS" French Symposium on Emerging Technologies for micro-nanofabrication JNTE école polytechnique nov. *2010 (oral)*

-<u>Maxence Hofman</u>, Didier Lippens et Olivier Vanbesien "Détection de cible et reconstruction d'image utilisant une lentille à cristal photonique opérant en régime de réfraction négative à 1.55 μm" JNRDM 7-8-9 Juin 2010 Montpellier (**poster**)

-<u>Maxence Hofman</u>, Didier Lippens et Olivier Vanbesien "Détection de cible et reconstruction d'image utilisant une lentille à cristal photonique opérant en régime de réfraction négative à 1.55 μ m" GDR ondes LILLE 11-12 Mai 2010 (oral)

-<u>Maxence Hofman</u>, Geoffroy Scherrer, Benoit Cluzel, Xavier Mélique, Didier Lippens, Frédérique de Fornel et Olivier Vanbésien " MODELISATION ET CARACTERISATION OPTIQUE DE LA REFRACTION NEGATIVE DANS LES CRISTAUX PHOTONIQUES " GDR ondes PARIS 2-3-4 Novembre 2009 CNAM Paris (poster)

-Geoffroy Scherrer, <u>Maxence Hofman</u>, Wojciech Smigaj, Benoit Cluzel, Olivier Vanbésien, Boris Gralak et Frédérique de Fornel "Focalisation aux fréquences optiques dans une lentille à cristal photonique avec « adaptation d'impédance » : mesures en champ proche optique" GDR ondes PARIS 2-3-4 Novembre 2009 CNAM Paris (**poster**)

-<u>Maxence Hofman</u>, L. Lalouat, B. Cluzel, N. Fabre, X. Mélique, D. Lippens, F. De Fornel et O. Vanbésien "Caractérisation Optique et Modélisation de la Réfraction Négative dans les Cristaux Photoniques" JNOG Lille Juillet 2009 (poster)

-N. Fabre, L. Lalouat, B. Cluzel, <u>M. Hofman</u>, X. Mélique, D. Lippens, F. De Fornel et O. Vanbésien "Mesure en Optique Champ Proche de la Focalisation par une Lentille Plane à base de Cristaux Photoniques "JNOG 6-9 Juillet 2009 Lille (oral)

<u>-Maxence HOFMAN</u>, Nathalie FABRE, Xavier MELIQUE, Didier LIPPENS et Olivier VANBESIEN "Réalisation de lentille plate à base de Cristaux Photoniques 2D" JNRDM Lyon 18-20 Mai 2009 (oral)

-<u>Maxence Hofman</u>, N. Fabre, L. Lalouat, B. Cluzel, X. Mélique, D. Lippens, F. de Fornel, O. Vanbésien "Caractérisation Optique et Modélisation de la Réfraction Négative dans les Cristaux Photoniques" GDR ondes Journée GT5 13-14 Mai 2009 Dijon (oral)

Résumé

Ce travail porte principalement sur le composant issu des concepts d'ingénierie de dispersion des métamatériaux et des cristaux photoniques qu'est la "superlentille". Cet objet permet d'obtenir une image non limitée par les critères de résolution classique grâce au phénomène d'exaltation des ondes évanescentes. Un bref rappel des fondamentaux sur les cristaux photoniques bidimensionnels pour l'étude des structures de bandes est fait, avant de présenter les différents régimes de réfraction extraordinaires que l'on peut mettre en évidence en exploitant l'isotropie et/ou l'anisotropie des courbes de dispersion. Les propriétés de réfraction négative pour une hétérostructure totalement diélectrique à une longueur d'onde de 1.55µm sont plus amplement détaillées ainsi qu'une étude complète d'une lentille plate à cristaux photoniques et les solutions envisagées pour en optimiser la résolution et l'adaptation à son milieu environnant (en collaboration avec l'Institut Fresnel / Marseille). Les méthodes de fabrication de cette lentille, issues des technologies de la nanoélectronique, sont également présentées. L'originalité de notre procédé réside en sa simplicité car il ne nécessite qu'un seul niveau de masque pour la lithographie électronique et la gravure profonde pour transférer la totalité de notre dispositif sur l'échantillon. Les caractérisations sont effectuées grâce à un microscope optique en champ proche (ICB / Université de Dijon) et les images interprétées, en recourant notamment aux résultats de simulations tridimensionnelles. Nous explorons ensuite une application dans le domaine de la détection de cibles et de l'imagerie, basée sur les techniques de tomographie en réflexion, pour laquelle l'utilisation d'une telle lentille plate pourrait apporter un réel avantage par rapport aux techniques classiques. Enfin, des dispositifs exploitant une ingénierie localisée de l'indice issus des techniques de l'optique de transformation de type lentilles à gradient d'indice et tapis magiques sont abordés afin d'élargir notre champ d'applications.

<u>Mots clés</u> : Cristal photonique ; Photonique ; Nanophotonique intégrée ; Imagerie infrarouge ; Métamateriaux ; Tomographie ; Ultra-réfraction ; Réfraction négative

Abstract

This work is devoted to the « superlens », a photonic device issued from dispersion engineering concepts. This device can give an image not limited by the classical resolution criteria by taking benefit of the negative refraction phenomenon. A brief review of the basic concepts of two dimensional photonic crystals for band structure formation is given, followed by a presentation of the different regimes of ultra-refraction which can be evidences by exploiting the isotropy and/or anisotropy of the dispersion branches. The negative refraction properties of a fully dielectric heterostructure aimed to operate at 1.55 µm are detailed, as well as a full study of a photonic crystal based flat lens. In that case, efforts are devoted to the optimization of the resolution and to the device matching to its environment (in collaboration with Fresnel Institute in Marseille). The fabrication process for such a lens, which makes use of advanced tools of nanoelectronics, is then presented. The originality of our process stands in its simplicity since only one mask level is used, for the lithography and the deep etching, to transfer the full design on the sample. Characterization is done using a SNOM (scanning near field optical microscope – ICB / Dijon University) and the images are interpreted using three-dimensional simulation results. Then, we explore a specific application in the domain of target detection and imaging, using tools of reflecting tomography, for which the flat lens could bring an added value compared to classical approaches. Finally, devices exploiting a local dispersion index engineering (concepts of transformation optics) like "gradient index lenses" or "magical carpets" are envisaged to enlarge the field of applications.

<u>Keywords</u>: Photonic crystal; Photonic; Integrated Nanophotonic; Infrared imaging; Metamaterials; Tomography; Ultra-refraction; Negative refraction