



**HAL**  
open science

# Conception de micro-optiques par structuration sub-longueur d'onde

Lévesque Quentin

► **To cite this version:**

Lévesque Quentin. Conception de micro-optiques par structuration sub-longueur d'onde. Optique [physics.optics]. Ecole Polytechnique, 2014. Français. NNT: . tel-01086505

**HAL Id: tel-01086505**

**<https://pastel.hal.science/tel-01086505>**

Submitted on 24 Nov 2014

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

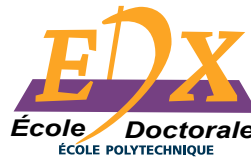
L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Distributed under a Creative Commons Attribution - NonCommercial - ShareAlike 4.0 International License



LABORATOIRE  
DE PHOTONIQUE  
ET DE NANOSTRUCTURES



ÉCOLE  
POLYTECHNIQUE  
UNIVERSITÉ PARIS-SACLAY

Laboratoire de Photonique et de Nanostructures  
CNRS – UPR20

École Doctorale de l'École Polytechnique

# Conception de micro-optiques par structuration sub-longueur d'onde

## THÈSE

présentée et soutenue publiquement le 17 Octobre 2014

pour l'obtention du

Diplôme de Docteur de l'École Polytechnique  
Spécialité Physique

par

Quentin LÉVESQUE

### Composition du jury

*Rapporteurs :* Mme. Béatrice DAGENS  
M. Alexandre BOUHELIER

*Examineurs :* M. Philippe ADAM  
M. Patrick BOUCHON  
M. Pierre CHAVEL  
M. David R. SMITH

*Directeurs de Thèse :* M. Riad HAÏDAR  
M. Jean-Luc PELOUARD



*Elle consiste en quoi ta thèse déjà ?*

MA FAMILLE, Extrait de Repas de Famille.



# Remerciements

L'obtention du diplôme de docteur marque l'achèvement de mon aventure estudiantine qui, malgré son apparente cohérence, est le résultat d'un nombre incalculable de remises en question, d'hésitations, de découvertes mais surtout de rencontres humaines qui ont influencé mes choix professionnels. Tout commença par une discussion avec mon professeur de physique de troisième à l'issue de laquelle j'ai décidé de continuer dans les sciences au détriment d'une carrière de chef cuisinier pourtant prometteuse. Mon orientation vers le monde de la recherche est le résultat de longues discussions et de vifs débats entre une carrière gouvernée par la passion et la pureté de la science ou une carrière plus enrichissante pécuniairement dans le monde intransigeant de la finance qui animaient mes soirées à l'internat de l'école préparatoire. Ma décision de poursuivre mes études jusqu'au doctorat fut scellée dès mon entrée à l'École Supérieure de Physique et de Chimie Industrielles de la Ville de Paris (aka l'ESPCI), à la fois sanctuaire du savoir scientifique universel et véritable école de "doctorants" dans laquelle j'ai pu m'épanouir et conforté mon projet de thèse transdisciplinaire. Les stages que j'ai effectués sous les directions d'Alexandre Marceaux, Mourad Chtioui et d'Anne-Laure Billabert, que je tiens à remercier pour leur patience et leur accueil, m'ont permis de découvrir l'optronique. Cette expérience m'a convaincu de me spécialiser dans le vaste domaine qu'est l'optique, expliquant du même coup mon exil de la frénésie parisienne vers le bucolique et paisible plateau de Saclay pour intégrer l'Institut d'Optique Graduate School (aka IOGS). Au cours de cette ultime année d'enseignement, je me suis passionné pour des thématiques novatrices, alliant modèles théoriques exacts et observations expérimentales, que sont la plasmonique et les nano-objets.

C'est ainsi que je me suis intéressé au sujet de thèse proposé et vendu à la perfection par Riad, Jean-Luc, Fabrice et Patrick, je tiens à les remercier dans un premier temps pour avoir élaboré ce passionnant sujet et de m'avoir choisi et fait confiance sachant tout le challenge qu'il représentait à l'époque. Je tiens ensuite à remercier Riad pour son dynamisme légendaire et son enthousiasme communicatif, qui m'impressionnent toujours autant, ainsi que pour son soutien sans faille tout au long de ma thèse. Merci également à Jean-Luc

d'avoir co-dirigé cette thèse avec Riad d'une main de maître en m'indiquant la voie à suivre et surtout celles à ne pas suivre et de m'avoir fait confiance tout au long de ces trois années. Ma thèse n'aurait sans doute pas été la même tant d'un point de vue scientifique que personnel sans les interventions toujours passionnées et justes de Fabrice. Merci à toi pour les vifs débats que nous avons pu avoir ensemble, pour m'avoir appris la rigueur scientifique et également une notion essentielle pour qui s'adonne à la recherche : pour trouver ce que l'on cherche il faut d'abord savoir ce que l'on cherche. Enfin je tiens à remercier Patrick dont le soutien inconditionnel, l'altruisme et la générosité m'ont aidé au quotidien à faire de cette thèse un succès. L'arrivée de nombreuses autres responsabilités au cours de ces trois ans (dans l'ordre Raphaël, Paul, Pedro, Constantin et Mathilde) n'a jamais affecté la qualité de nos échanges et la constance de son encadrement redoutablement efficace. Merci également de m'avoir montré que la thèse reste une formation professionnelle dans laquelle les compétences acquises sont aussi, voire même plus, importantes que les résultats obtenus.

Je remercie tous les membres de mon jury pour leur lecture rigoureuse de ce manuscrit et la qualité des questions et des discussions scientifiques qui en ont découlé. Je tiens également à remercier l'École Doctorale de Polytechnique et en particulier Christine Ferret pour s'être occupé de la réservation des salles et du bon déroulement de la soutenance. Un grand merci à Jean-Jacques Greffet et son groupe NAPHEL du laboratoire Charles Fabry de m'avoir accueilli en post-doc avant même l'obtention du doctorat et d'avoir réussi à me supporter pendant les deux semaines avant ma soutenance !

J'ai la chance et l'honneur d'être le premier docteur estampillé consortium MINAO, ce qui m'a permis de côtoyer deux univers très différents mais pourtant complémentaires que sont le LPN et l'ONERA. La forte disparité de mon taux de présence en ces deux lieux ne peut être imputée qu'à la grande compétence et la rigueur de Christophe et Nathalie. Je tiens à remercier nos deux artistes de la salle blanche qui ont permis de réaliser mes échantillons en des temps records et ce malgré les problèmes de masqueur, de bâti de métallisation, d'onduleur, du tour de France, de la coupe du monde et les autres joies inhérentes à une salle blanche. Je tiens également à les remercier pour les excellentes discussions que nous avons pu avoir sur et autour de la gastronomie et des vignobles de nos terroirs. Merci Julien, sage gardien du laboratoire ONDA, de m'avoir initié aux joies du FTIR ainsi que pour la pertinence de tes remarques lors de nos interprétations des mesures obtenues. Ce fut avec un réel plaisir que j'ai co-encadré avec toi notre malheureux Sandoko Kosen, que je remercie pour sa bonne humeur et sa volonté à toute épreuve, sur la mise en place de feu mon microscope confocal. La présentation des résultats et aussi importantes que les résultats eux mêmes, les interventions et les commentaires d'Alain, Jérôme, Joël, Patricia et de tous les membres de CIO et ERIO qui ont pu assister aux traditionnelles réunions GRAAL, m'ont permis d'affiner et de rôder mon discours, qu'ils en soient remerciés. Je suis heureux de pouvoir continuer à interagir régulièrement avec vous sur les débouchés des résultats présentés dans ce manuscrit, j'espère que cela sera le début d'une collaboration future plus rapprochée.

Le déroulement d'une thèse est rarement linéaire et sans encombre d'autant plus lorsqu'on souhaite valider les simulations avec des résultats expérimentaux. Il faut alors faire face quotidiennement aux résultats incompréhensibles, aux incidents de fibres optiques pliées à 90°, à l'approvisionnement de la machine à café en grains de qualité, à l'organisation des

barbecues, aux pots d'articles, aux gâteaux et autres cupcakes irrésistibles... Il m'aurait été impossible de supporter toutes ses épreuves sans le soutien de la communauté des doctorants (à la fois maux et remèdes de ces aventures) que j'ai cotoyé au cours de ces trois années. Je tiens ainsi à remercier tous les stagiaires, doctorants et post-doctorants qui ont pu faire un bout de chemin avec moi, pour les discussions plus ou moins scientifiques que nous avons pu avoir, dans le désordre (et en oubliant forcément) Carlito, les Émilie, BenP, Thomas, Christelle, Tatiana, Édouard, Christophe, Salima, BenJ, Mickaël, Julien, Paul, Pedro, Delphine, Clément, Antoine, Mathilde, Florian A., Hermance, Diane, Maxime.

J'aimerais remercier plus particulièrement Paul et Pedro pour avoir supporté dans notre bureau ma personne mais surtout mes affaires. Merci à Paul pour les débats d'idées singulières que nous avons pu avoir, pour m'avoir fait économiser du temps précieux en recherches wikipédia grâce à tes connaissances universelles et pour le social event de Bruxelles ! Merci à Pedro (aka Sébastien) de m'avoir initié au trail et au raid et de m'avoir démontré qu'il était possible de courir un marathon avec l'appendicite. Merci Benjamin de m'avoir démontré les limites de l'utilisation des fibres optiques (je t'aurais cru même sans démonstration expérimentale), pour nos discussions passionnantes sur à peu près tous les sujets de la vie et pour ta fonction de Monsieur Loyal de la pause café, t'inquiète pas tu l'auras ta thèse en science humaines. Je n'oublie pas Charlie, Émilie et Benjamin qui sont partis avant moi explorer de nouveaux horizons et qui m'ont si bien accueilli lorsque j'étais encore qu'un simple stagiaire en quête de connaissances nouvelles.

J'ai eu la chance de vivre une aventure passionnante avec Mathilde, l'encadrement de son stage m'a beaucoup appris et fut pour moi une expérience enrichissante tant professionnellement (les MIM vaincront !) qu'humainement. Ton choix de revenir dans l'équipe pour effectuer une thèse me laisse à penser que ce sentiment est partagé et ce malgré mes techniques de management dignes d'un despote ! Je te fais confiance pour convertir toute l'équipe au rose dans les présentations, en continuant notamment ton intense lobbying à coup de mets culinaires (aka les armes fatales) aussi incroyables les uns que les autres.

J'ai également profité de la thèse pour réaliser en douceur le passage de la vie d'étudiant à celle de jeune cadre dynamique. Concrètement cela s'est traduit par la pratique d'activités sportives, soit en chiffres (parce que les chiffres c'est sympa) : 2000 Km de course à pied, 500 Km en vélo, 100 Km de brasse coulée, 20Kg de masse pondérale. Tout cela n'aurait pas été possible sans le soutien et l'accompagnement qu'il pleuve ou qu'il vente de BenP, BenJ, Mathilde, Delphine, Antoine, Pedro, Émilie, Patrick, Blandine, je vous félicite pour votre motivation sans égale !

Enfin, je tiens à remercier mes amis, ma famille, ma belle-famille, mes parents et beaux-parents, mes frères et sœurs. Vous m'avez appris à rester humble tout au long de mes études et permis d'acquérir en parallèle un panel de compétences qui m'ont été d'un grand apport durant ma thèse notamment en bricolage, jardinage, cuisine, mécanique, couture, navigation maritime, théâtre... Cher Père, chère Mère je vous remercie de m'avoir toujours fait confiance dans mes choix même lorsque ça devenait difficile à suivre. L'obtention de cette thèse a été possible grâce à votre soutien financier mais surtout affectif. Papa, promis en 2015 je cherche un vrai job ! Je réserve mes dernières lignes pour Julie qui me supporte depuis déjà un bon bout de temps. Ces dernières années ont été riches en événements, leur nombre et leur



intensité ne cessant de croître, je ne te remercie jamais assez de l'amour que tu me portes et de ton soutien infaillible même quand je m'engage dans des aventures. Au delà de cette thèse, ces trois dernières années resteront des années charnières de nos vies qui sont désormais unies par le mariage. Je nous fais confiance pour que les années à venir soit tout aussi riches en événements !

*PS :D'aucuns diront que je suis bavard, ces remerciements en sont la preuve, merci encore à tous !*

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>iii</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>I Introduction à la physique sub-longueur d’onde</b>	<b>5</b>
<b>1 Miniaturisation des systèmes optiques</b>	<b>7</b>
1.1 Les systèmes optiques . . . . .	8
1.1.1 La matrice de détection . . . . .	8
1.1.2 Le composant optique . . . . .	10
1.1.3 Miniaturisation des systèmes . . . . .	10
1.2 Système optique pour l’infrarouge . . . . .	11
1.2.1 L’infrarouge . . . . .	12
1.2.2 Applications . . . . .	14
1.2.3 Enjeux de la miniaturisation dans l’infrarouge . . . . .	15
1.3 Conclusion . . . . .	15
<b>2 Conception de micro-optiques</b>	<b>17</b>
2.1 Physique des composants optiques . . . . .	17
2.1.1 Diffusion de Rayleigh . . . . .	18
2.1.2 Principe de Huygens-Fresnel . . . . .	18
2.1.3 Réalisation d’optiques à base de nanostructures : les métamatériaux .	19
2.2 Réseau de diffraction à contraste d’indice . . . . .	21
2.2.1 Gravure du substrat de diélectrique . . . . .	21
2.2.2 Dépôt d’une structure métallique . . . . .	23
2.3 Systèmes plasmoniques . . . . .	24

2.3.1	Guide d'onde métallique . . . . .	25
2.3.2	Antennes métalliques . . . . .	27
2.4	Conclusion . . . . .	28
<b>II Contrôle local de la phase</b>		<b>31</b>
<b>3 Concept Métal-MultiDiélectrique-Métal</b>		<b>33</b>
3.1	Guide d'onde métallique plan sub-longueur d'onde . . . . .	34
3.1.1	Établissement de la relation de dispersion . . . . .	35
3.1.2	Transmission du guide d'onde plan . . . . .	36
3.2	Description de la structure MDDM . . . . .	37
3.2.1	Détermination de l'indice effectif du mode guidé . . . . .	38
3.2.2	Profil du mode fondamental . . . . .	40
3.2.3	Modulation complexe de la phase . . . . .	43
3.2.4	Bilan de l'influence des paramètres géométriques . . . . .	46
3.3	Vers la conception d'un composant micro-optique . . . . .	47
3.3.1	Réalisation d'une micro lentille . . . . .	47
3.4	Conclusion . . . . .	51
3.4.1	Comparaison avec l'état de l'art . . . . .	51
3.4.2	Conclusion sur les structures MDDM . . . . .	52
<b>4 Les lentilles de Huygens</b>		<b>53</b>
4.1	Conception d'une lentille de Huygens . . . . .	54
4.1.1	Détermination de la largeur $D_0$ de la fente centrale . . . . .	55
4.1.2	Position des fentes <i>secondaires</i> . . . . .	56
4.1.3	Propriétés générales des lentilles de Huygens . . . . .	57
4.1.4	Exemple d'une lentille de Huygens dans le visible . . . . .	57
4.2	Influence des fentes <i>secondaires</i> sur les propriétés de focalisation . . . . .	59
4.2.1	Influence de la position des fentes . . . . .	59
4.2.2	Influence du nombre de fentes . . . . .	60
4.2.3	Étude de la dispersion . . . . .	62
4.3	Matrice de lentille de Huygens . . . . .	63
4.4	Exemples d'applications des lentilles de Huygens . . . . .	64
4.4.1	Lentille de Huygens pour la compensation d'angle . . . . .	64
4.4.2	Détermination de la FTM de détecteurs infrarouges . . . . .	66
4.5	Conclusion . . . . .	67
4.5.1	Comparaison avec les lentilles plasmoniques . . . . .	67
4.5.2	Étude de la tolérance des lentilles de Huygens . . . . .	69
4.5.3	Montage d'un banc optique de caractérisation . . . . .	69
4.5.4	Conclusion . . . . .	69

<b>III</b>	<b>Contrôle local de la polarisation</b>	<b>71</b>
<b>5</b>	<b>Contrôle de la polarisation à l'aide de nanoantennes</b>	<b>73</b>
5.1	Propriétés optiques des antennes MIM rectangulaires . . . . .	75
5.1.1	Réseau d'antennes MIM : une métasurface . . . . .	75
5.1.2	Influence des paramètres géométriques sur le facteur de qualité et la longueur d'onde de résonance . . . . .	76
5.1.3	Tolérance angulaire de l'absorption . . . . .	79
5.1.4	Conclusion . . . . .	80
5.2	La structure MIM bâtonnet : une antenne optique . . . . .	80
5.2.1	Modèle de Fabry-Pérot . . . . .	81
5.2.2	Modèle d'oscillateur électrique dipolaire . . . . .	82
5.2.3	Absorption totale : couplages de résonateurs . . . . .	84
5.3	Fabrication et caractérisation de métasurfaces . . . . .	86
5.3.1	Méthode de fabrication . . . . .	86
5.3.2	Caractérisation optique et simulations . . . . .	89
5.4	Manipulation sub-longueur d'onde de la polarisation linéaire . . . . .	90
5.4.1	Principe . . . . .	91
5.4.2	Influence de $L$ . . . . .	93
5.4.3	Influence de $w$ . . . . .	93
5.4.4	Conclusion . . . . .	95
5.5	Conclusion . . . . .	95
<b>6</b>	<b>Convertisseur de polarisation linéaire</b>	<b>97</b>
6.1	Antennes bâtonnets hybridées pour la conversion de polarisation . . . . .	97
6.1.1	Mise en évidence de la conversion de polarisation . . . . .	99
6.1.2	Combinaison d'antennes MIM bâtonnet . . . . .	99
6.1.3	Tolérance angulaire de la conversion . . . . .	101
6.1.4	Influence des dimensions de l'antenne sur la conversion . . . . .	102
6.1.5	Pertes du système . . . . .	105
6.1.6	Conclusion . . . . .	106
6.2	Fabrication et caractérisation d'antennes L . . . . .	106
6.3	Réalisation d'un convertisseur de polarisation large bande . . . . .	108
6.4	Conclusion . . . . .	110
<b>7</b>	<b>Généralisation de la conversion de polarisation à des antennes MIM en forme de V sous incidence azimutale</b>	<b>111</b>
7.1	Description analytique de la réponse d'une antenne MIM en forme de V sous incidence azimutale . . . . .	111
7.1.1	Formalisme de Jones . . . . .	112
7.1.2	Matrice de Jones des antennes V . . . . .	113
7.1.3	Conclusion . . . . .	116
7.2	Validation expérimentale et théorique du modèle . . . . .	116
7.2.1	Influence de l'angle azimutal $\theta$ . . . . .	117

7.2.2	Influence de l'angle $\beta$ . . . . .	121
7.3	Conclusion . . . . .	124
<b>8</b>	<b>Combinaison d'antennes pour l'élargissement du spectre</b>	<b>127</b>
8.1	Combinaison d'antennes MIM en forme de L . . . . .	127
8.1.1	Réalisation et caractérisation d'un réseau de deux antennes MIM en forme de L . . . . .	128
8.1.2	Caractérisation expérimentale . . . . .	129
8.1.3	Mise en évidence du couplage . . . . .	130
8.1.4	Conclusion . . . . .	131
8.2	Étude du couplage des antennes . . . . .	132
8.2.1	Origine du couplage . . . . .	132
8.2.2	Influence des paramètres géométriques sur le couplage . . . . .	134
8.2.3	Interprétation des spectres mesurés de réflectivité de la combinaison d'antennes L . . . . .	137
8.2.4	Conclusion . . . . .	138
8.3	Conclusion . . . . .	139
	<b>Conclusion</b>	<b>141</b>
	<b>Annexe A : Modèle analytique du calcul de la transmission d'un réseau de guides d'ondes métalliques</b>	<b>145</b>
	<b>Annexe B : Description des méthodes de simulations numériques</b>	<b>151</b>

# Introduction

Les travaux de thèse ont été effectués au sein du consortium MINAO (Micro et Nano-Optique) associant des chercheurs du Département d'Optique Théorique et Appliquée de l'ONERA et du Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (LPN) du CNRS. Ma thèse a été financée par la Direction Générale de l'Armement (DGA). Ces deux laboratoires mettent en commun leurs compétences pour développer de nouveaux concepts de composants optiques, de détecteurs et de sources infrarouges grâce à l'utilisation des nanotechnologies. Les moyens techniques à disposition du consortium MINAO permettent de maîtriser toutes les étapes du processus de développement allant de l'étude théorique à la caractérisation expérimentale en passant par la fabrication en salle blanche de ces dispositifs. La structuration de la matière à une échelle sub-longueur d'onde (typiquement nanométrique) permet d'en modifier les propriétés électromagnétiques et de créer à l'échelle de la longueur d'onde par exemple un matériau artificiel caractérisé par un indice effectif. Il est alors possible de réaliser des fonctions optiques plus ou moins complexes (filtres, absorbants, lentilles).

## Objectifs et enjeux de mon travail de thèse

Les travaux de ma thèse visent à concevoir des composants optiques à l'échelle de la longueur d'onde afin de miniaturiser les systèmes d'imagerie optique dans l'infrarouge. En effet, le développement des applications civiles ou militaires de la détection infrarouge entraîne le besoin de détecteurs plus légers et robustes dans le but d'augmenter leur portabilité. Une des solutions particulièrement étudiée à l'ONERA consiste à intégrer à proximité de la matrice de détection des systèmes optiques de fonctionnalisation (imagerie, spectrométrie, ...).

La fonction d'un composant optique est déterminée par la modification qu'il induit sur l'amplitude (filtres), la phase (lentille, prisme) ou encore la polarisation (lame à retard de phase) d'un champ électromagnétique incident. Au cours de ma thèse, je me suis particulièrement intéressé à la manipulation de la phase et de la polarisation. Le recours aux

nanosstructures permet l'élaboration de métamatériaux caractérisés par l'influence prépondérante de la géométrie sur ses propriétés optiques et qui peuvent alors être optimisés pour une fonction désirée. Il est par exemple possible de réaliser une modulation spatiale de la phase d'une onde transmise à travers un guide d'onde métallique plan en modifiant sa largeur et sa hauteur. Une juxtaposition spatiale de plusieurs guides avec des largeurs différentes conduit à la réalisation de lentilles, dites plasmoniques, avec des ouvertures de l'ordre de la longueur d'onde. Néanmoins, la réponse de ces guides se révèle très sensible à une variation de leurs largeurs, ce qui se traduit par des contraintes technologiques de fabrication importantes. Le premier enjeu de ma thèse est de proposer des solutions équivalentes, *i.e.* permettant un contrôle de la phase à une échelle sub-longueur d'onde, mais en relaxant les contraintes technologiques.

L'autre objectif de ma thèse est l'étude d'antennes métalliques manipulant la polarisation à une échelle sub-longueur d'onde. Il a en effet été montré qu'elles pouvaient déphaser l'onde réfléchiée dans une polarisation croisée, mais pour le moment avec une efficacité inférieure à 10%. Par ailleurs, des structures manipulant efficacement la polarisation sont très intéressantes comme alternative aux techniques classiques que sont les cristaux dichroïques, les matériaux biréfringents ou les couches minces dont les propriétés optiques sont limitées aux propriétés macroscopiques des matériaux disponibles.

Les enjeux de ma thèse consistent donc à proposer des familles de solutions de nanostructures permettant un contrôle efficace de la phase et de la polarisation du champ incident avec des dimensions viables technologiquement.

## Organisation du mémoire

Mon manuscrit se partage en trois parties. Dans la première partie, je montre comment l'évolution des applications des détecteurs optiques a conduit au besoin de composants optiques de plus en plus petits et quelles sont les solutions envisagées pour y remédier. Dans la deuxième partie, je décris théoriquement deux concepts que j'ai proposés pour le contrôle sub-longueur d'onde de la phase et j'étudie leur potentiel pour la réalisation d'une lentille plane en transmission. Enfin dans une troisième partie, je m'intéresse aux propriétés optiques d'antennes métalliques sub-longueur d'onde, et je présente leur utilisation pour le contrôle de la polarisation en réflexion.

### Première partie

Le premier chapitre présente un bref historique de l'évolution de l'imagerie optique numérique et de ses applications dans le domaine de l'infrarouge (IR). Je montre notamment que leur multiplication et leur démocratisation entraînent aujourd'hui le besoin de composants optiques miniaturisés. Dans le chapitre 2, j'indique que leur conception repose sur l'interaction de la lumière avec la matière à l'échelle sub-longueur d'onde, ce qui me permet d'illustrer le potentiel des nanostructures pour leur réalisation. Je synthétise également dans ce chapitre, les différents types de nanostructurations envisagées dans la littérature à partir desquelles je dégage des perspectives d'amélioration, autant en termes de performances, que

de contraintes technologiques. Les deux parties suivantes s'articulent autour de concepts innovants modifiant la phase en transmission (partie 2) ou la polarisation en réflexion (partie 3) mettant en œuvre ces pistes d'amélioration.

## Deuxième partie

Dans la deuxième partie du manuscrit, je m'intéresse à l'étude de deux concepts de nanostructures basés sur la gravure de guides d'onde dans une paroi métallique plane pour la modulation de la phase en transmission du front d'onde incident. Le chapitre 3 traite de la structure métal/diélectrique 1/diélectrique 2/métal (MDDM) qui repose sur le remplissage non homogène d'un guide d'onde métallique sub-longueur d'onde. Ce dispositif permet d'obtenir une forte modulation de l'indice effectif à l'échelle de  $\lambda/10$  en jouant sur la proportion de chaque diélectrique. Je démontre alors que la phase de l'onde transmise est fonction de la valeur de l'indice effectif et de la hauteur du guide traversé. Je démontre que ces structures sont plus tolérantes aux imprécisions de réalisation que les lentilles plasmoniques, ce qui conduit à des contraintes technologiques moins fortes. Le potentiel de cette structure est mis en évidence par la démonstration théorique de la réalisation d'une lentille plane à partir d'une juxtaposition de plusieurs MDDM.

Dans le chapitre 4, je démontre qu'il est possible de réaliser une lentille plane, baptisée "lentille de Huygens" à partir de la combinaison d'un sténopé gravé dans une couche métallique fine entouré par un nombre fini de fentes monomodes. La largeur du sténopé et la position des fentes sont déterminées de sorte à obtenir des interférences constructives entre toutes les ondes transmises au point de focalisation désiré. Les avantages des lentilles de Huygens résident dans la simplicité de fabrication notamment parce que l'épaisseur n'est plus un paramètre dimensionnant du système. De plus, ce dispositif permet de réaliser un composant optique plan combinant les fonctions d'une lentille et d'un prisme. Je présente également la possibilité d'utiliser les performances de ces lentilles pour la mesure de la FTM d'une matrice de détecteurs infrarouges dont le pas pixel est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde.

## Troisième partie

La troisième partie se concentre sur l'étude théorique et expérimentale des propriétés de manipulation de la polarisation de métasurfaces consistant en la structuration sub-longueur d'onde d'une couche métallique déposée sur une couche d'isolant recouvrant la surface d'un miroir métallique. Dans le chapitre 5, je démontre que des structures métal/isolant/métal (MIM) avec une forme rectangulaire se comportent comme des antennes électriques dipolaires. Cette antenne peut être dimensionnée de sorte à absorber la quasi-totalité de l'énergie incidente à sa résonance, lorsque le champ électrique est orienté suivant sa longueur. Dans le cas où le champ électrique est orienté suivant sa largeur, cette structure se comporte comme un miroir métallique plan. Ce résultat illustre le potentiel de ces métasurfaces pour le contrôle de la polarisation de la lumière. L'introduction d'une rupture de symétrie dans la configuration d'incidence, par exemple en inclinant ces antennes à  $45^\circ$  de l'axe de polarisation du champ incident, permet d'obtenir des efficacités de conversion de la polarisation du



champ réfléchi dans l'état croisé avec des efficacités plus élevées que pour des métasurfaces d'antennes métalliques seules.

Afin d'augmenter les degrés de liberté et d'optimisation de la conversion, je propose dans le chapitre 6, l'étude d'antennes en forme de L. Cette géométrie conduit à l'apparition de deux modes de résonances qui s'expliquent par une levée de dégénérescence de la résonance des antennes dipolaires qui les constituent. Je montre ensuite que la largeur des bras de l'antenne L a une influence opposée sur chacune de ses résonances, ce qui m'a permis le dimensionnement d'une antenne large bande. Je reviendrai dans le chapitre 8 sur une autre technique basée sur la combinaison d'antennes offrant plus de souplesse pour manipuler et élargir la bande d'efficacité.

Avant cela, je m'intéresse à la généralisation des résultats présentés dans le chapitre 6 au cas des antennes MIM en forme de V basées sur la combinaison de deux antennes MIM rectangulaires avec un angle quelconque entre elles et en contact ohmique à l'une de leurs extrémités. J'établis alors un modèle basé sur le formalisme de Jones qui permet de décrire l'influence linéaire de chaque bras de l'antenne sur sa réponse optique. Ce modèle permet de retrouver les mesures expérimentales de métasurfaces réalisées en salle blanche pour différentes configurations d'antennes. Je démontre du même coup que ces structures permettent de réfléchir la lumière avec une polarisation tournée de l'angle de l'antenne V.

Première partie

Introduction à la physique  
sub-longueur d'onde



## Chapitre

# 1

# Miniaturisation des systèmes optiques

## Sommaire

---

<b>1.1 Les systèmes optiques</b> . . . . .	<b>8</b>
1.1.1 La matrice de détection . . . . .	8
1.1.2 Le composant optique . . . . .	10
1.1.3 Miniaturisation des systèmes . . . . .	10
<b>1.2 Système optique pour l'infrarouge</b> . . . . .	<b>11</b>
1.2.1 L'infrarouge . . . . .	12
1.2.2 Applications . . . . .	14
1.2.3 Enjeux de la miniaturisation dans l'infrarouge . . . . .	15
<b>1.3 Conclusion</b> . . . . .	<b>15</b>

---

En 1969, George E. Smith et Willard S. Boyle des laboratoires Bell inventent<sup>1</sup> le dispositif à transfert de charge plus connu sous le nom de **CCD** de l'anglais *Charge-Coupled Device*. Cette invention qui a été récompensée par le Prix Nobel de Physique en 2009, a

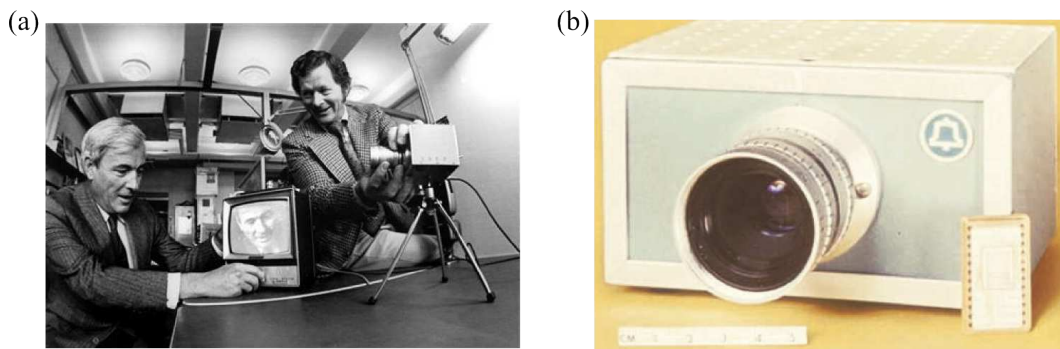


FIGURE 1.1 – (a) W.S. Boyle et G.E. Smith en 1970 utilisant (b) la première caméra numérique issue de leur invention des capteurs CCD.

permis la réalisation des premiers capteurs photographiques capables de convertir un rayonnement électromagnétique (UV, visible ou infrarouge) issu d'une scène en une image numérique, marquant de fait le début de l'ère de l'imagerie numérique (cf. Fig.1.1). Initialement utilisés pour des applications de pointe comme l'imagerie astronomique, les capteurs photographiques sont aujourd'hui omniprésents dans tous les systèmes d'imagerie de la caméra du dernier smartphone à celle, 3D haute résolution des studios de cinéma. La multiplication des applications commerciales d'imagerie numérique ainsi que leur démocratisation entraînent

<sup>1</sup>BOYLE et SMITH, 1974a ; BOYLE et SMITH, 1974b.

un nouveau besoin pour des capteurs plus compacts pouvant être intégrés dans des systèmes à haute portabilité (mobile, caméra de terrain, lunettes).

## 1.1 Les systèmes optiques

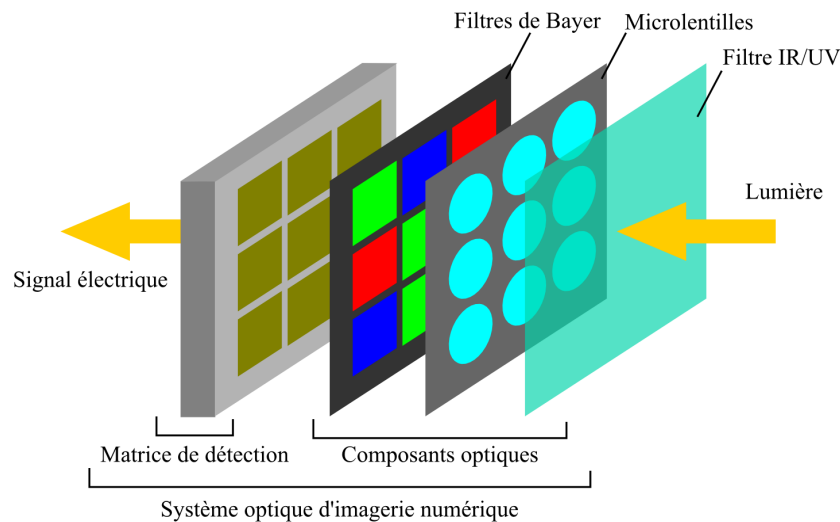


FIGURE 1.2 – Exemple des éléments constituant le système d'imagerie optique dans le cas d'un capteur photographique numérique.

Tous les systèmes d'imagerie numérique résultent de la combinaison d'une matrice de détection et de composants optiques comme schématisé sur la figure 1.2. La matrice de détection permet de convertir le rayonnement électromagnétique de l'onde incidente en un signal électrique, qui après amplification et traitement permettra d'obtenir une image numérique. Le composant optique placé entre le détecteur et la source de lumière permet de former l'image de la scène d'intérêt.

### 1.1.1 La matrice de détection

Le rôle de la matrice de détection est de convertir le rayonnement électromagnétique provenant d'une source en un signal électrique pouvant être ensuite traité par les systèmes de numérisation électroniques classiques. On distingue deux catégories principales de détecteurs dont le choix est déterminé par les performances désirées et le domaine spectral de travail :

- les détecteurs photoélectriques qui transforment les photons lumineux incidents en paires électrons-trous dans un matériau semi-conducteur.
- les détecteurs thermiques utilisant un matériau dont les propriétés électriques dépendent de sa température. Ces détecteurs mesurent alors la variation de ces propriétés consécutive à l'échauffement du matériau dû à l'absorption du rayonnement incident.

## Détecteurs photoélectriques

Les détecteurs photoélectriques reposent sur la conversion du rayonnement électromagnétique en courant électrique par absorption des photons dans un matériau semi-conducteur. Cet effet est obtenu lorsque les photons incidents ont suffisamment d'énergie pour autoriser la transition des électrons d'un état d'énergie liée à un état d'énergie libre, par exemple de la bande de valence vers la bande de conduction du semi-conducteur. Dans ce dernier cas, il faut que l'énergie  $h\nu$  des photons soit supérieure au gap énergétique  $E_g$  du semi-conducteur. Le choix du semi-conducteur permet donc de choisir le domaine spectral de sensibilité du détecteur : par exemple le silicium (Si) pour le visible et l'arséniure d'indium-gallium (InGaAs) pour la gamme spectrale  $[0,7 - 2,6]\mu\text{m}$

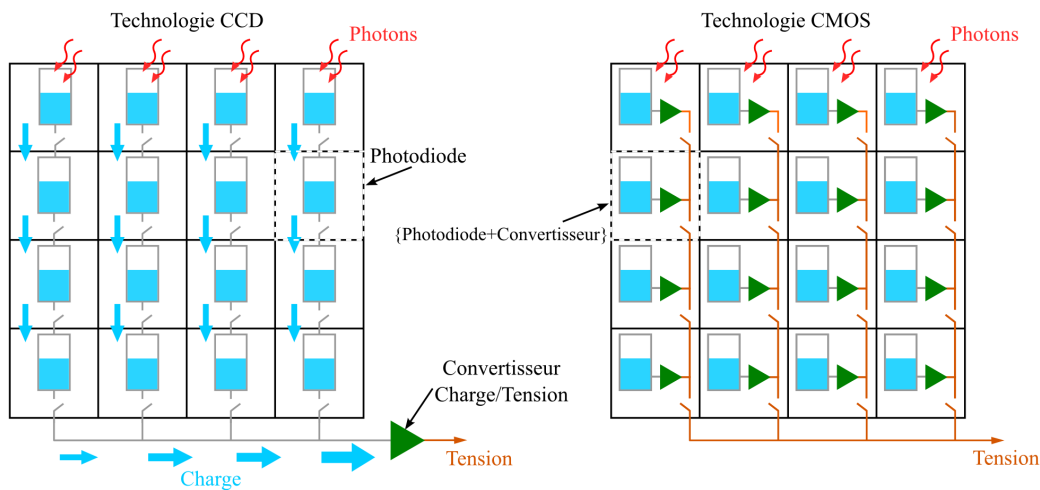


FIGURE 1.3 – Schéma illustrant les différences entre les technologies CCD et CMOS.

Les capteurs photoélectriques standards pour le visible consistent en une combinaison d'une photodiode et d'un convertisseur de charge/tension. On distingue deux grandes familles de détecteurs photoélectriques basées sur les technologies CCD et CMOS se différenciant par la disposition de ces deux éléments. La technologie CCD repose sur le transfert des charges collectées par chaque photodiode de photosite en photosite jusqu'à un collecteur commun comme représenté sur la figure 1.3. Les charges récoltées dans le collecteur sont transformées en un signal électrique à l'aide du convertisseur charge/tension qui est ensuite filtré et numérisé. Les capteurs CMOS (de l'anglais *Complementary metal-oxide-semiconductor*) sont également composés de photodiodes, mais à la différence des CCD, elles possèdent chacune leur propre convertisseur charge/tension et amplificateur comme l'illustre la figure 1.3. Les capteurs CCD fonctionnent en continu et mutualisent la conversion électrique pour l'ensemble de la matrice de détecteurs ce qui nécessite un traitement électronique important par la suite pour reformer l'image numérique de la scène. Au contraire, dans le cas des capteurs CMOS, on a directement le signal capté par chaque pixel ce qui permet une vitesse de lecture plus rapide qui s'accompagne d'un coût plus faible de production expliquant leur grande utilisation aujourd'hui.

## Détecteurs thermiques

Les détecteurs thermiques intègrent des matériaux avec des propriétés électriques dépendant de leur température et capables d'absorber le rayonnement incident. Cette absorption se traduit par l'échauffement du matériau qui entraîne une modification du signal électrique du détecteur. La mesure de cette variation permet alors de remonter à la puissance lumineuse absorbée. Les bolomètres résistifs sont les détecteurs thermiques les plus répandus. Ils sont constitués d'un matériau absorbant suspendu afin de l'isoler thermiquement du reste du détecteur, et d'un matériau "thermistor" dont la résistivité dépend fortement de la température. La mesure du rapport courant/tension dans le matériau permet d'extraire la valeur de sa résistance et ainsi de remonter à la puissance lumineuse absorbée<sup>2</sup>. Les bolomètres peuvent couvrir l'intégralité du spectre électromagnétique. Cependant, les technologies mises en œuvre diffèrent d'un domaine de longueur d'onde à l'autre. Le thermistor utilisé peut être un métal dont la résistivité augmente avec la température (diffusion des porteurs par les phonons), ou un semi-conducteur dont la résistivité décroît avec la température (effet dû à l'augmentation de la densité des porteurs libres générés thermiquement).

### 1.1.2 Le composant optique

La matrice de détection détecte la lumière incidente sur une gamme spectrale dépendant de la technologie et des matériaux choisis. Néanmoins, les détecteurs seuls ne peuvent pas distinguer les photons provenant de la scène étudiée de ceux provenant de son environnement. Il est donc nécessaire d'ajouter des composants optiques à la matrice de détection comme des filtres<sup>3</sup>, des lentilles<sup>4</sup> ou des polariseurs<sup>5</sup>. Par exemple, les appareils photographiques numériques utilisent des capteurs CCD ou CMOS associés à une matrice de filtres colorés, le filtre de Bayer<sup>6</sup> qui est le plus utilisé dans les applications grand public.

### 1.1.3 Miniaturisation des systèmes

La miniaturisation des systèmes optiques suit deux motivations différentes :

- la conception de systèmes d'imagerie moins encombrants et énergivores tout en augmentant leur robustesse et leur intégration dans des applications mobiles.
- la conception de systèmes d'imagerie avec une meilleure résolution des images capturées par une augmentation du nombre de pixels à dimension du capteur constante.

Ces deux motivations ne sont pas antagonistes puisque la diminution de la taille des pixels permet à la fois la diminution de la taille des détecteurs à résolution constante et l'augmentation de la résolution pour une taille de détecteur fixée. L'exemple des appareils photographiques est probant (cf. Fig. 1.4), puisque la technologie est passée du MAVICA, premier appareil numérique commercial, présenté en 1981 par Sony avec un capteur de 0,27 Mpx

---

<sup>2</sup>RICHARDS, 1994.

<sup>3</sup>SHOGENJI et al., 2004.

<sup>4</sup>BRADY et HAGEN, 2009.

<sup>5</sup>HARNETT et CRAIGHEAD, 2002.

<sup>6</sup>BAYER, 1976.

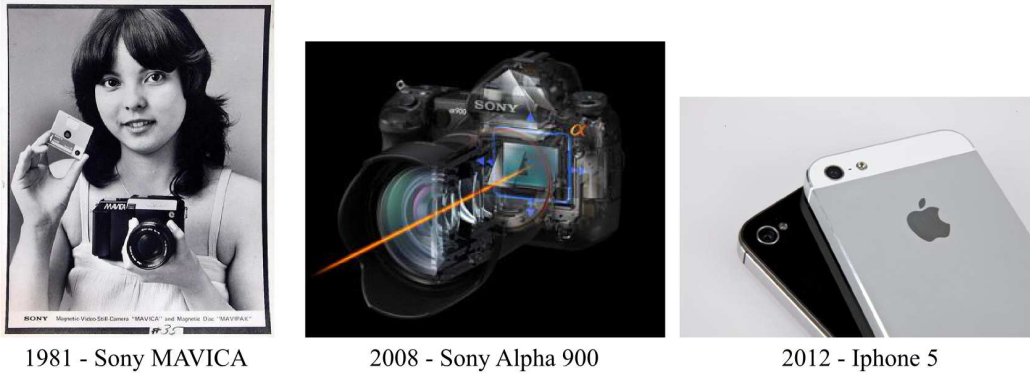


FIGURE 1.4 – Illustration de l'évolution des appareils photographiques numériques depuis le premier appareil commercialisé en 1981 jusqu'à l'iPhone 5S en 2013.

(Mégapixels) et un pas de pixel de  $30\ \mu\text{m}$  au Sony Alpha 900 avec un capteur de 25 Mpx avec un pas de pixel de  $6\ \mu\text{m}$ . En terme de miniaturisation dans le domaine mobile, on peut prendre l'exemple de la caméra du dernier iPhone 5S composée de 8 Mpx avec un pixel de  $1,5\ \mu\text{m}$ . Ainsi les progrès réalisés dans le domaine de la nanofabrication des composants électroniques ont permis en 25 ans une diminution spectaculaire (facteur 400 en surface) de la taille des pixels. Notons que cette diminution n'a toujours pas atteint ses limites physiques, puisque de récentes études<sup>7</sup> ont démontré la faisabilité théorique de la réalisation de pixels efficaces avec des dimensions sub-longueur d'onde.

Néanmoins cette diminution de la taille des détecteurs n'est utile que s'il est possible de réaliser des composants optiques adaptés. Dans l'exemple de la caméra de l'iPhone 5S ( focale de 4,12 mm pour une ouverture de 0,5 mm) les filtres de Bayer doivent avoir des dimensions égales au pas de pixel ce qui correspond encore à des dimensions très supérieures aux longueurs d'onde de travail. Mais la miniaturisation homothétique des composants optiques classiques sera limitée dès lors qu'on atteint les dimensions de la longueur d'onde auxquelles les phénomènes de diffraction deviennent prépondérants<sup>8</sup>. Par conséquent, on comprend la nécessité de concevoir et de développer des composants micro-optiques avec des dimensions spatiales de l'ordre de la longueur d'onde et basés sur les principes de l'optique physique.

## 1.2 Système optique pour l'infrarouge

Notons dès à présent que les contraintes de la miniaturisation des systèmes optiques aux dimensions de la longueur d'onde restent les mêmes quel que soit le domaine spectral envisagé (infrarouge, visible). Ma thèse s'inscrit dans les projets du consortium MINAO ayant trait au développement et à la conception de systèmes optiques dans le domaine de l'infrarouge (IR). Dans ce paragraphe, après une brève présentation de l'origine du rayonnement IR, je montre à travers une liste non exhaustive d'applications, l'intérêt de la détection IR.

<sup>7</sup>CATRYSSSE et SKAULI, 2013 ; CATRYSSSE et WANDELL, 2005.

<sup>8</sup>VÖLKEL, EISNER et WEIBLE, 2003.



### 1.2.1 L'infrarouge

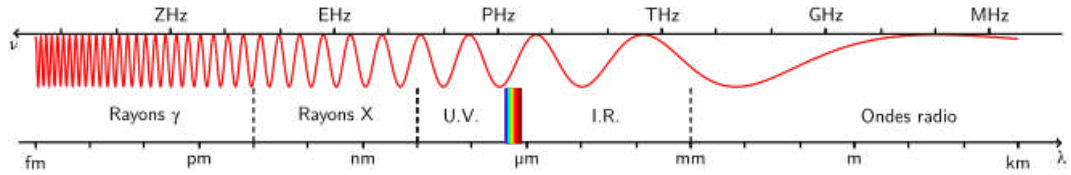


FIGURE 1.5 – Spectre des ondes électromagnétiques.

L'infrarouge correspond au domaine du spectre de la lumière compris entre le visible et le THz, soit en terme de longueur d'onde dans le vide entre 800 nm et quelques 100 μm (cf. Fig.1.5), et est associé à des technologies et des applications spécifiques.

#### Rayonnement thermique

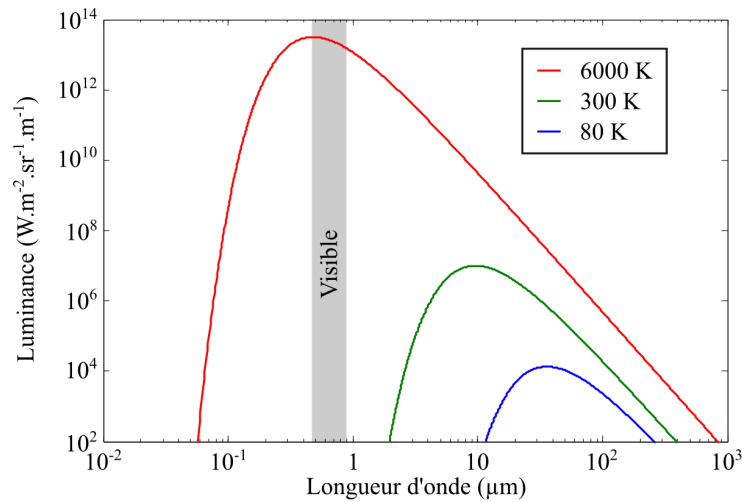


FIGURE 1.6 – Luminance énergétique  $\frac{\partial L^\circ}{\partial \lambda}$  en fonction de la longueur d'onde rayonnée par un corps noir à 6000 K (Soleil), 300 K (monde du vivant) et 80 K (azote liquide).

En 1800, William Herschel a mis en évidence l'existence du rayonnement IR en remarquant que l'élévation de la température d'un thermomètre lorsqu'il est éclairé par le spectre solaire en sortie d'un prisme est maximale au-delà du rouge. En 1900, Planck proposa une loi permettant de modéliser la source de ce rayonnement thermique invisible à l'oeil nu. En effet, il démontra qu'un corps idéal, aussi appelé corps noir, à la température  $T$  rayonne une densité spectrale de puissance électromagnétique  $\partial P$  (exprimée en  $\text{W.m}^{-2}$ ) à travers un élément de surface  $dS$  et dans l'angle solide  $d\Omega$  telle que :

$$\frac{\partial P}{\partial \lambda} = \frac{\partial L^\circ}{\partial \lambda} dS \cdot d\Omega = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right)} - 1} dS \cdot d\Omega \quad (1.1)$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde,  $h$  la constante de Planck,  $k_B$  la constante de Boltzmann et  $c$  la vitesse de la lumière.  $\frac{\partial L^\circ}{\partial \lambda}$  désigne la luminance énergétique du corps noir, exprimée en

$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$ . La figure 1.6 représente l'évolution du spectre de  $\frac{\partial L^\circ}{\partial \lambda}$  pour différentes températures. On remarque que plus le corps est chaud plus la luminance est élevée et étendue spectralement. La loi de Wien démontre que celle-ci est maximale pour une longueur d'onde  $\lambda_{\text{max}}$  dont la position dépend de la température  $T$  :

$$\lambda_{\text{max}}(T) = \frac{2898 \text{ K}}{T} \quad (1.2)$$

D'après la figure 1.6, un corps à 6000 K correspondant à la température du Soleil émet un rayonnement qui présente un maximum autour de 550 nm, dans le domaine visible [400 – 700 nm]. A la température de 300K correspondant à la température d'un être vivant ( $\sim 30^\circ\text{C}$ ) ou d'un objet à température ambiante ( $\sim 20^\circ\text{C}$ ), le rayonnement est principalement situé dans le domaine de l'IR autour de 10  $\mu\text{m}$ .

Ces observations montrent que le rayonnement IR, invisible à l'oeil nu, est dû à la présence de sources de chaleur. Ainsi la réalisation d'imageurs infrarouges permet de visualiser de jour comme de nuit une image de la température d'une scène. Notons que la loi de Planck s'applique au cas idéal du corps noir, ainsi pour décrire la luminance d'objet réel il faut pondérer cette loi par l'émissivité de l'objet décrite par la loi de Kirchhoff.

### Transmittance atmosphérique

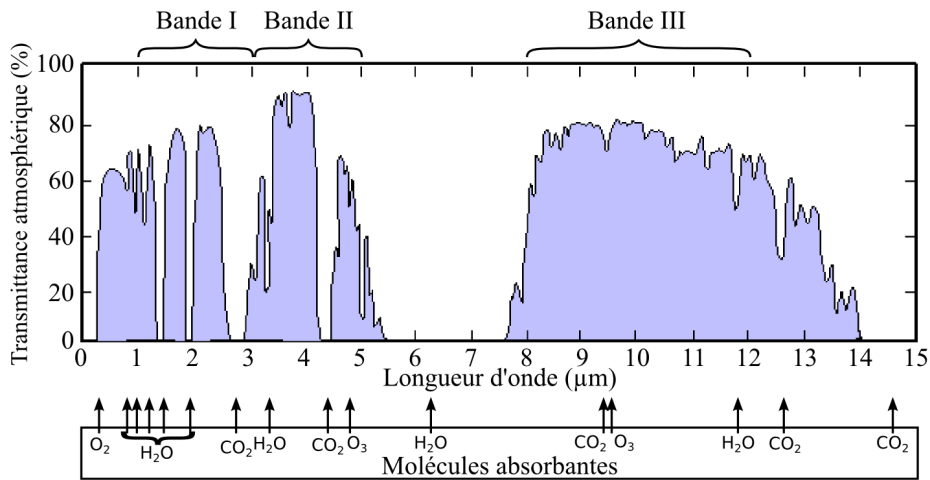


FIGURE 1.7 – Spectre de la transmittance atmosphérique dans le visible-IR jusqu'à 15  $\mu\text{m}$ . Les molécules de l'atmosphère associées à chaque raie ou bande d'absorption sont également indiquées.

L'atmosphère terrestre est un milieu composé d'une grande variété de molécules pouvant absorber et émettre un rayonnement électromagnétique. Par conséquent, la transmittance atmosphérique représentée sur la figure 1.7 (obtenue au niveau de la surface terrestre) présente de nombreuses raies et bandes d'absorption dans l'IR réduit au domaine compris entre 700 nm et 15  $\mu\text{m}$ . Ces absorptions quasi-totales (transmittance nulle) peuvent être associées à l'excitation des états vibrationnels de l'eau, du dioxyde de carbone, du dioxygène et de l'ozone comme indiqué sur la figure 1.7. Les gammes spectrales comprises entre les bandes

d'absorption correspondent à des fenêtres de transparence où il est possible de transmettre un rayonnement infrarouge sur de longues distances. On distingue 3 fenêtres de transparence nommées bande I (1-3  $\mu\text{m}$ ), II (3-5  $\mu\text{m}$ ) et III (8-12  $\mu\text{m}$ ). Par la suite, nous désignons par infrarouge le domaine spectral considéré ici compris entre 1 et 15  $\mu\text{m}$ .

## 1.2.2 Applications

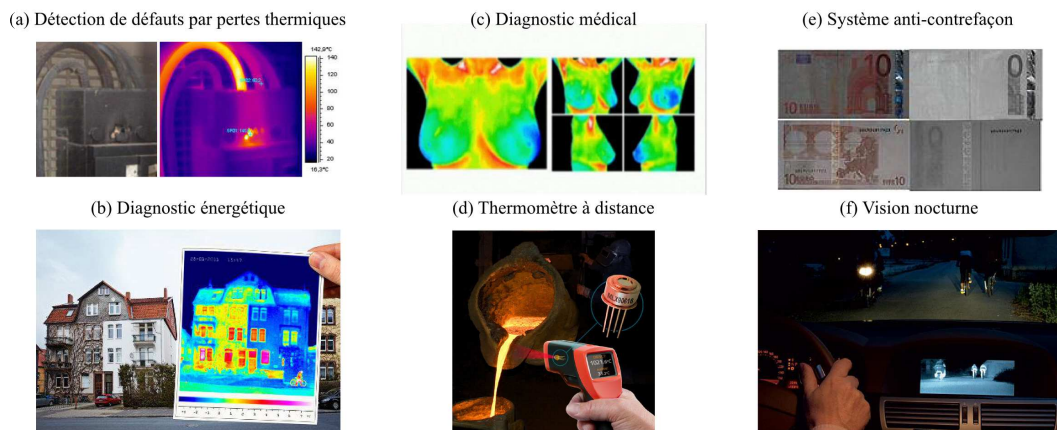


FIGURE 1.8 – Exemples d'applications de la détection infrarouge.

Comme la plupart des innovations technologiques, le développement de l'imagerie IR a été porté initialement par la réalisation d'applications militaires où le coût est souvent secondaire devant les résultats. Néanmoins, les progrès réalisés dans le domaine des capteurs IR et le potentiel de l'IR pour des applications civiles ont contribué à la démocratisation de cette technologie comme l'illustre la figure 1.8.

L'imagerie IR se classe en deux catégories suivant que l'on détecte les rayonnements émis et réfléchis par une scène issus de son rayonnement thermique ou suite à un éclairage de la scène à partir d'une source connue et maîtrisée de photons infrarouges. Dans le cas de l'imagerie thermique, on réalise une image de contraste entre les rayonnements issus de chaque objet et de leur environnement qui indiquent alors la différence des températures surfaciques. Cette technique permet la détection de sources de chaleur, utilisée notamment pour le guidage de missile ou certains systèmes de vision nocturne et des applications de thermographie, pour la détection de défauts électriques, de fuites thermiques dans les bâtiments ou dans le secteur médical. La détection avec éclairage actif consiste à mesurer l'énergie réfléchie ou absorbée par une scène ou des objets illuminés par un rayonnement IR connu. Ce type d'imagerie est utilisé pour la spectroscopie infrarouge, certains systèmes de vision nocturne ou à travers le brouillard ou la pollution et pour les systèmes anti-contrefaçons des billets de banque. Notons enfin que les développements de la fibre optique et des systèmes télécommandés ont conduit à un essor spectaculaire de la détection IR pour les télécommunications, aux longueurs d'ondes spécifiques de 1,3  $\mu\text{m}$  et 1,55  $\mu\text{m}$ .

### 1.2.3 Enjeux de la miniaturisation dans l'infrarouge

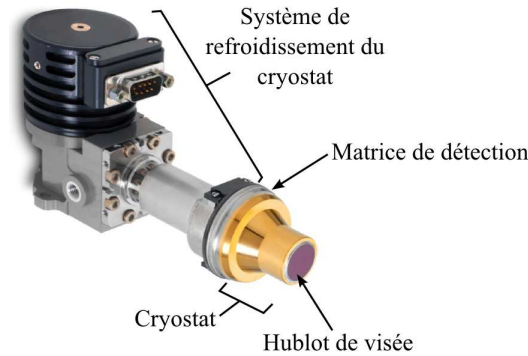


FIGURE 1.9 – Exemple d'un détecteur IR placé dans un cryostat refroidi par une machine à froid (Joule-Thomson, Stirling) développé par la société SOFRADIR.

Nous avons déjà mentionné l'intérêt de la miniaturisation des systèmes de détection en vue d'améliorer leur résolution et leur compacité. Dans le domaine IR, les détecteurs sont perturbés par différentes sources de bruit dues à leur propre rayonnement et aux matériaux qui les composent. Par exemple, les détecteurs IR basés sur l'utilisation de photodiodes nécessitent l'utilisation de matériaux semi-conducteurs avec des énergies de gap faibles. A cause de ce petit gap, l'agitation thermique des charges (*i.e.* les phonons) permet à elle seule de générer un courant électrique, appelé courant d'obscurité car indépendant de toute source de rayonnement. Ce courant  $J_{\text{obs}}$  dépend principalement de l'énergie du gap  $E_g$  et de la température  $T$  selon la loi d'Arrhénius :

$$J_{\text{obs}} \propto e^{-\frac{E_g}{k_B T}} \quad (1.3)$$

où  $k_B T = 26$  meV à température ambiante (300 K). Pour une détection à  $\lambda = 10$   $\mu\text{m}$ , l'énergie de gap nécessaire est  $E_g \sim hc/\lambda = 124$  meV d'où un fort courant d'obscurité. Afin de réduire le bruit dû à ce courant, le détecteur est placé dans un cryostat refroidi à l'azote liquide (80 K) ou à l'aide de machine à froid (Joule-Thomson, Stirling,...) comme illustré sur la figure 1.9. L'observation du détecteur IR refroidi présenté sur la figure 1.9 montre que l'encombrement est majoritairement dû au système de refroidissement. D'autant plus que les composants optiques ajoutés en amont de ce détecteur pour constituer un système d'imagerie complet peuvent également nécessiter un refroidissement partiel. On comprend alors que la miniaturisation du système optique permet de réduire le volume total à refroidir, d'où un système de refroidissement plus compact qui devient alors moins énergivore, augmentant ainsi la compacité et l'embarquabilité du système complet.

## 1.3 Conclusion

Depuis l'invention de l'imagerie numérique en 1969, le développement des techniques de nano-fabrication des composants électroniques permet désormais la réalisation de matrices

de pixels avec des dimensions de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde des ondes électromagnétiques détectées. Néanmoins à cette échelle les phénomènes de diffraction deviennent prépondérants ce qui limite la technique de miniaturisation par homothétie des composants optiques classiques suivie jusqu'à maintenant. Cette miniaturisation requiert désormais le développement de micro-optiques basées sur les concepts de l'optique physique. Dans le cas particulier des applications à la détection infrarouge, l'utilisation de micro-optiques doit permettre la réduction de l'encombrement global, l'augmentation de la robustesse des systèmes et la diminution de leur consommation énergétique.

Dans le chapitre suivant, je présente quelques différentes techniques de conception de micro-optiques à base de structures sub-longueur d'onde.

## Chapitre

# 2

# Conception de micro-optiques

## Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Physique des composants optiques</b>	<b>17</b>
2.1.1	Diffusion de Rayleigh	18
2.1.2	Principe de Huygens-Fresnel	18
2.1.3	Réalisation d'optiques à base de nanostructures : les métamatériaux	19
<b>2.2</b>	<b>Réseau de diffraction à contraste d'indice</b>	<b>21</b>
2.2.1	Gravure du substrat de diélectrique	21
2.2.2	Dépôt d'une structure métallique	23
<b>2.3</b>	<b>Systèmes plasmoniques</b>	<b>24</b>
2.3.1	Guide d'onde métallique	25
2.3.2	Antennes métalliques	27
<b>2.4</b>	<b>Conclusion</b>	<b>28</b>

---

Dans le chapitre précédent, j'ai exposé l'intérêt du développement de micro-optiques avec des dimensions de l'ordre de la longueur d'onde pour la miniaturisation des systèmes optiques. Je présente dans ce chapitre les différentes techniques utilisées pour la conception de composants optiques à base de structurations sub-longueur d'onde à partir desquelles j'ai orienté mes axes de recherches. Pour cela, je commence par l'énonciation des lois physiques gouvernant ces micro-optiques avant de m'attarder sur les technologies actuelles et de présenter pour chacune ses avantages et ses limites.

## 2.1 Physique des composants optiques

En 1690, Christian Huygens propose une théorie ondulatoire de la lumière dans son traité sur la lumière qui sera validée expérimentalement en 1801 par la mise en évidence des phénomènes d'interférences et de diffraction par Thomas Young. C'est en 1873 que James Clerk Maxwell publie un traité sur les ondes électromagnétiques<sup>1</sup> expliquant les propriétés ondulatoires de la lumière. Maxwell démontre que la lumière peut être définie comme une onde électromagnétique qui se propage sous la forme d'un rayonnement. Cette onde électromagnétique est décrite par un champ vectoriel  $\vec{E}$ , est caractérisée par son amplitude  $E_0$ , sa phase  $\Phi$ , sa polarisation  $\vec{u}$  et sa fréquence  $\omega$  telles que  $\vec{E} = E_0 e^{i(\omega t + \Phi)} \vec{u}$ .

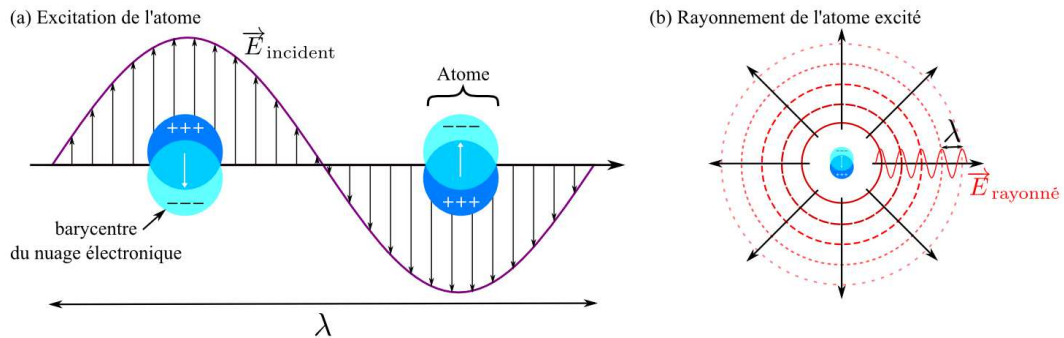


FIGURE 2.1 – Modélisation du mécanisme de la diffusion de Rayleigh à l'origine de la propagation de la lumière. (a) Déformation et mise en résonance du nuage électronique de l'atome par le champ électrique de la lumière incidente. (b) Rayonnement dipolaire du champ électrique par l'atome excité à la même fréquence que le champ incident considéré comme isotrope pour une distance grande devant la dimension de l'atome.

### 2.1.1 Diffusion de Rayleigh

La diffusion de Rayleigh décrit un mode de propagation des ondes électromagnétiques dans les milieux constitués de particules avec des dimensions inférieures à la longueur d'onde, en ce sens elle correspond à un cas limite de la théorie de Mie. Concrètement, cette diffusion assimile l'interaction d'un faisceau lumineux avec la matière à un modèle d'interaction dipolaire entre le champ électrique associé au faisceau et les atomes constituant la matière comme schématisé sur la figure 2.1. Ce champ électrique entraîne une déformation du nuage électronique autour du noyau de l'atome, le barycentre des charges négatives n'est alors plus confondu avec celui des charges positives (noyau) créant un dipôle électrique. Puisque l'échelle atomique reste dans le domaine du visible-IR très inférieure aux longueurs d'ondes, ce dipôle électrique oscille en phase avec la lumière excitatrice et ainsi rayonne lui-même un champ électrique de même fréquence. Finalement, le champ électromagnétique se diffuse dans l'ensemble de la matière par l'excitation successive de ses couches atomiques. Lors de la propagation de l'onde, la fréquence de l'excitation initiale est conservée, la diffusion de Rayleigh est un mode de diffusion élastique. Ce modèle physique permet de déterminer l'influence d'un objet de forme quelconque sur une onde incidente.

### 2.1.2 Principe de Huygens-Fresnel

Le principe de Huygens-Fresnel permet de déterminer le profil du front d'onde résultant de la propagation d'une onde incidente à travers un objet de forme et de composition quelconques. Ce principe considère premièrement que chaque point de l'espace éclairé par une lumière se comporte lui même comme une nouvelle source ponctuelle de lumière. Deuxièmement, le champ électromagnétique  $\vec{E}(P)$  issu d'une surface  $\Pi$  en un point  $P$  de l'espace résulte de la superposition des contributions de chacune des sources ponctuelles  $M$  constituant  $\Pi$  comme illustré sur la figure 2.2. Ce principe est décrit par l'intégrale de Huygens-Fresnel :

<sup>1</sup>MAXWELL, 1873.

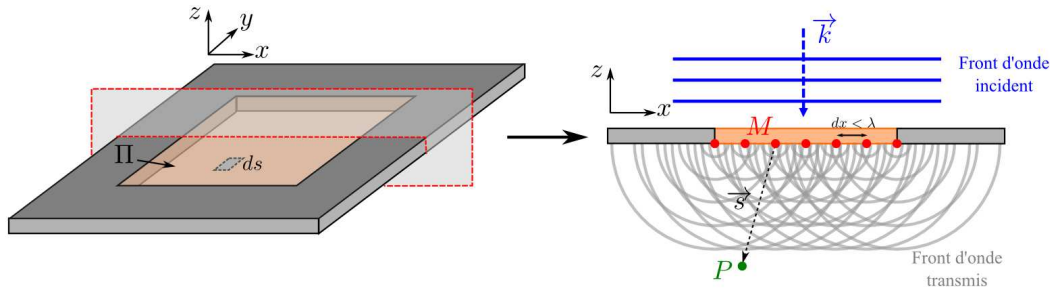


FIGURE 2.2 – Modélisation du principe de Huygens-Fresnel, le champ transmis à travers la surface  $\Pi$  illuminée par un front d'onde incident résulte de la somme des contributions de sources ponctuelles distribuées à une échelle sub-longueur d'onde ( $ds < \lambda^2$ ,  $dx < \lambda$ ).

$$\vec{E}(P) = \int \int \vec{s}(\overline{MP}) ds \quad (2.1)$$

où  $\vec{s}(\overline{MP})$  désigne le champ émis au point  $P$  issu du point  $M$ ,  $ds$  l'élément surfacique de  $\Pi$ . L'expression de  $\vec{s}(\overline{MP})$  est obtenue par la résolution de l'équation de Helmholtz qui conduit à une propagation sphérique de l'onde dans l'approximation où  $\overline{MP} \gg \lambda$  :

$$\vec{s}(\overline{MP}) = \vec{s}_0 e^{i\Phi_0} \frac{e^{ik\overline{MP}}}{\overline{MP}} \quad (2.2)$$

où  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  est le vecteur d'onde,  $\vec{s}_0$  et  $\Phi_0$  désignent le vecteur et la phase du champ électromagnétique émis par le point  $M$ . L'équation 2.2 montre ainsi que le champ  $\vec{s}$  émis par le point  $M$  de  $\Pi$  au point  $P$  résulte de la combinaison de deux contributions indépendantes :

- les paramètres  $\vec{s}_0$  et  $\Phi_0$  décrivent l'influence de l'objet traversé sur le champ incident. Leurs valeurs dépendent des propriétés optiques de l'objet au niveau de l'élément surfacique  $ds$ .
- le rapport  $\frac{e^{ik\overline{MP}}}{\overline{MP}}$  montre que l'amplitude et la phase du champ émis par le point  $M$  dépend de sa position relative avec le point  $P$ .

Notons enfin que la seconde contribution qui décrit l'influence de la position de chaque source par rapport au point  $P$  montre que le champ incident est modifié par la taille finie de l'objet expliquant les phénomènes de diffraction.

### 2.1.3 Réalisation d'optiques à base de nanostructures : les métamatériaux

La fonction d'un composant optique est déterminée par la modification induite sur les grandeurs physiques d'un champ électromagnétique incident. D'après le principe de Huygens-Fresnel, le champ incident peut être décomposé suivant une somme d'ondes sphériques élémentaires d'extension spatiale  $ds \ll \lambda^2$  comme schématisé dans l'exemple d'une lentille sur la figure 2.3. Lors de la propagation à travers le composant optique, chacune de ces ondes



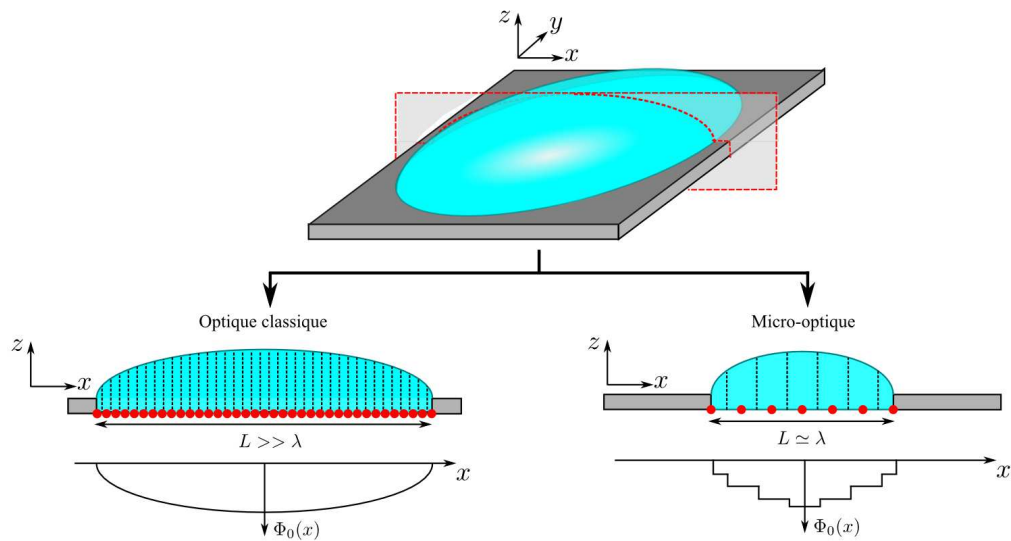


FIGURE 2.3 – Modélisation de l'échantillonnage spatial de la phase d'un front d'onde réalisé par une lentille classique avec une dimension  $L \gg \lambda$  et avec une micro-lentille dont la taille  $L$  est de l'ordre de la longueur d'onde  $\lambda$ . Dans ce dernier cas, le nombre fini de points d'échantillonnage conduit à la discrétisation de l'intégrale de Huygens-Fresnel.

subit des modifications relatives aux propriétés optiques effectives de l'objet sur la surface  $ds$ , ce qui correspond à un échantillonnage sub-longueur d'onde de l'onde incidente.

Dans le cas des optiques classiques, la modification induite au champ électromagnétique incident dépend des propriétés optiques intrinsèques du matériau utilisé en volume et de la topographie de la surface du composant. Par conséquent, les fonctions optiques pouvant être réalisées sont conditionnées aux propriétés des matériaux naturels pouvant être façonnés. Comme nous l'avons décrit précédemment, le front d'onde incident est échantillonné par le composant optique à une échelle spatiale inférieure à la longueur d'onde, ainsi le contrôle des propriétés optiques à cette échelle permet d'implémenter la fonction optique désirée. Afin de réaliser un tel contrôle, il est possible d'utiliser des métamatériaux basés sur la nanostructuration inhomogène de la matière. L'interaction entre l'onde électromagnétique et les éléments sub-longueur d'onde dépend alors de leur géométrie et des matériaux les constituant. Les métamatériaux peuvent alors être assimilés localement (échelle de  $\lambda$ ) à un matériau optique homogène avec des propriétés optiques artificielles ne résultant plus seulement de la nature des matériaux mais aussi de la géométrie sub-longueur d'onde des structures<sup>2</sup>. Notons que ces propriétés ont permis le développement de matériaux avec des permittivités électriques et magnétiques négatives<sup>3</sup> démontrant expérimentalement le phénomène de réfraction négative décrit en 1968 par Veselago<sup>4</sup>. L'utilisation de ce phénomène conduit à la réalisation des capes d'invisibilité<sup>5</sup> ou encore à des lentilles parfaites caractérisées par des résolutions

<sup>2</sup>PENDRY et al., 1996 ; PENDRY et al., 1999.

<sup>3</sup>SHALAEV, 2007 ; SHELBY, SMITH et SCHULTZ, 2001.

<sup>4</sup>VESELAGO, 1968.

<sup>5</sup>PENDRY, SCHURIG et SMITH, 2006.

spatiales inférieures à la limite de diffraction<sup>6</sup>. Ces résultats constituent une infime partie du potentiel des métamatériaux pour la manipulation de la lumière comme nous le montrons par la suite, avec une liste non exhaustive d'autres propriétés optiques obtenues à partir de différentes configurations de nanostructures basées sur l'utilisation de matériaux diélectriques ou métalliques.

## 2.2 Réseau de diffraction à contraste d'indice

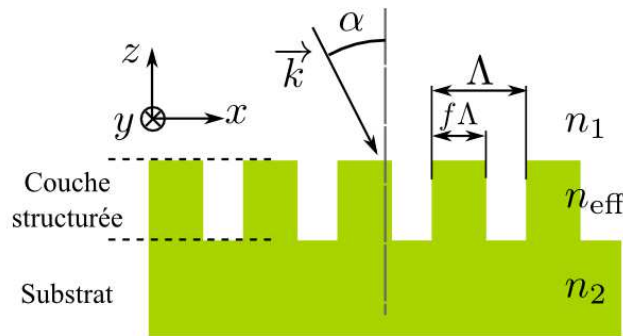


FIGURE 2.4 – Schéma de la réalisation d'un réseau de diffraction à contraste d'indice obtenu à partir de la gravure de sillons 1D à la surface d'un substrat. L'indice optique effectif de la couche structurée est noté  $n_{\text{eff}}$ . Le vecteur  $\mathbf{k}$  représente le vecteur d'onde de l'onde plane incidente sur la structure.

La première méthode pour faire des optiques à base de nanostructures a été développée dans les années 90 et repose sur la structuration périodique d'un substrat de diélectrique comme représenté sur la figure 2.4. La période  $\Lambda$  du réseau est choisie de sorte que tous les ordres diffractés autres que le fondamental soient évanescents. Lorsque le réseau est illuminé par une lumière avec un angle d'incidence  $\alpha$  à la longueur d'onde dans le vide  $\lambda$ , cette condition s'exprime pour le premier mode de diffraction :

$$\Lambda < \left| \frac{\lambda}{n_i - n_1 \sin \alpha} \right| \quad (2.3)$$

où  $n_i$  désigne l'indice optique de la couche  $i = (1, 2)$  tel que représenté sur la figure 2.4. Cette condition montre qu'avec une période de structuration sub-longueur d'onde seul l'ordre 0 est diffracté.

### 2.2.1 Gravure du substrat de diélectrique

La structuration est obtenue par la gravure du substrat comme illustré dans la figure 2.4. On montre<sup>7</sup> alors qu'au premier ordre, l'indice effectif  $n_{\text{eff}}$  du réseau dépend non seulement du facteur de remplissage  $f$  de chaque matériau  $n_1$  et  $n_2$  mais également de la polarisation de l'onde incidente.

<sup>6</sup>PENDRY, 2000.

<sup>7</sup>FARN, 1992; LALANNE et LEMERCIER-LALANNE, 1996; LEVY et al., 2004.

$$n_{\text{effTE}}^2 = (1-f)n_1^2 + fn_2^2$$

$$\frac{1}{n_{\text{effTM}}^2} = \frac{(1-f)}{n_1^2} + \frac{f}{n_2^2} \quad (2.4)$$

où  $n_{\text{effTE}}$  (resp.  $n_{\text{effTM}}$ ) désigne l'indice optique de la couche structurée pour un champ électrique polarisé TE (resp. TM), soit dans la direction  $y$  (resp.  $x$ ). La figure 2.5 montre l'évolution de l'indice effectif pour les deux polarisations en fonction du facteur de remplissage pour une longueur d'onde  $\lambda = 5 \mu\text{m}$  et une période de  $1 \mu\text{m}$ . On choisit de l'arséniure de gallium (GaAs) comme substrat ( $n_2 = 3,3$ ). On trace également l'évolution de la biréfringence du matériau correspondante. On constate que les valeurs des indices obtenus évoluent de l'indice optique du matériau le plus faible (air) au plus grand (GaAs). On remarque que la valeur maximale de la biréfringence  $\delta n$  obtenue est supérieure à 1, ce qui est largement supérieur aux valeurs de biréfringences naturelles généralement de l'ordre de 0,1 dans l'IR.

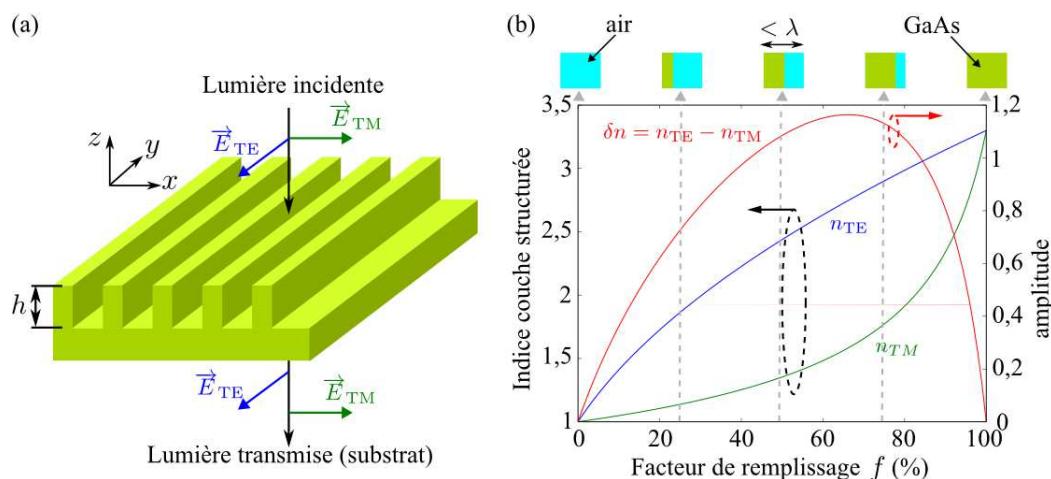


FIGURE 2.5 – (a) Exemple d'un réseau de diffraction à contraste d'indice obtenu par la gravure de sillons dans la couche de substrat. (b) Évolution des indices optiques effectifs en polarisation TE (bleu) et TM (vert) de l'onde incidente en fonction du facteur de remplissage  $f$  de la structure dans le cas de sillons d'air ( $n_1 = 1$ ) dans un substrat de GaAs ( $n_2 = 3,3$ ) dans l'IR. La biréfringence correspondante est tracée en rouge.

Ce résultat justifie l'attractivité de ce type de dispositif pour la réalisation de lame d'onde<sup>8</sup>, de filtre polarisant<sup>9</sup> ou encore de prisme de Wollaston<sup>10</sup>.

En considérant que les équations 2.4 restent valables dans le cas d'une structuration apériodique, la juxtaposition de structurations sub-longueur d'onde avec des facteurs de remplissage différents permet la réalisation de composants optiques 1D (sillons) ou 2D (piliers) à gradient d'indice. Il a ainsi été démontré théoriquement et expérimentalement la réalisation de lentilles<sup>11</sup> et de prisme<sup>12</sup>.

<sup>8</sup>CESCATO, GLUCH et STREIBL, 1990.

<sup>9</sup>NORDIN et al., 1999.

<sup>10</sup>HADAR et al., 2005.

<sup>11</sup>DI FALCO, KEHR et LEONHARDT, 2011 ; FENG et al., 2008 ; LEVY et al., 2005.

<sup>12</sup>LALANNE et al., 1999.

Les avantages de cette technique reposent d'une part sur la réalisation expérimentale des composants par le biais d'une gravure mono-couche du substrat et sur la possibilité de réaliser une modulation parfaitement contrôlée de gradient d'indice. Néanmoins, l'amplitude de la modulation de l'indice optique reste bornée aux indices optiques des matériaux disponibles. De plus, la réalisation des composants optiques requiert une modulation d'une amplitude de  $2\pi$  du déphasage induit à l'onde transmise entre les structures qui correspond à une épaisseur  $h$  de la couche structurée égale à  $\frac{\lambda}{n_2 - n_1}$ . Dans le cas représenté dans la figure 2.5, la valeur de l'épaisseur correspondant à une telle modulation est de  $2,1 \mu\text{m}$  ce qui implique pour des facteurs de remplissage faibles ( $f < 10\%$ ) la réalisation de structures avec des rapports d'aspects supérieurs à 20 et qui représente une contrainte technologique importante.

### 2.2.2 Dépôt d'une structure métallique

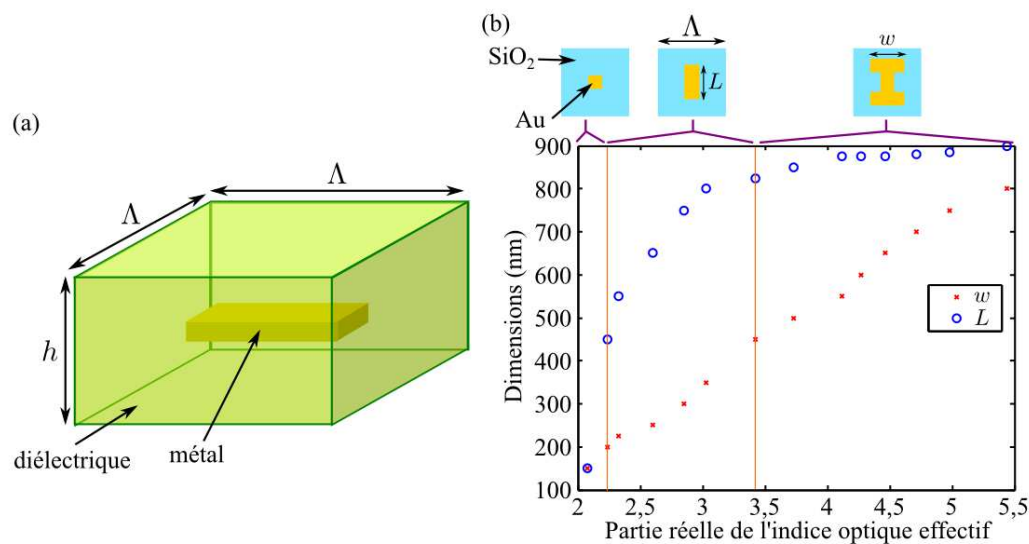


FIGURE 2.6 – (a) Schéma d'une structure à contraste d'indice reposant sur un nano-objet métallique placé dans un volume de diélectrique. (b) Evolution de la partie réelle de l'indice optique effectif des structures métalliques, dont les géométries sont schématisées au dessus, en fonction de leurs dimensions  $w$  et  $L$  pour une période de  $1 \mu\text{m}$  à la longueur d'onde  $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$ .

Une solution alternative à la gravure de matériaux diélectriques consiste à déposer des nano-objets métalliques non résonants dans chaque période  $\Lambda$  du réseau tel que représenté sur la figure 2.6(a). L'utilisation du métal de permittivité diélectrique plus élevée que celle des diélectriques présente un double intérêt puisqu'il permet d'obtenir une forte modulation de l'indice et la technologie rend possible la réalisation de nano-objets plans avec des dimensions nanométriques qui augmentent le nombre de degré de liberté<sup>13</sup>. Notons que l'indice optique de la couche ainsi structurée ne peut plus être décrit par le formalisme de l'indice effectif adapté à des situations avec des indices optiques réels. Par conséquent la valeur de l'indice est déterminée à partir du formalisme des matrices  $S$  liées à la transmission et la réflexion des

<sup>13</sup>SMITH, TSAI et LAROCHE, 2011 ; TSAI et al., 2011.

structures<sup>14</sup>. La figure 2.6(b) représente l'évolution de l'indice optique de nano-objets d'or intégrés dans un substrat de silice ( $\text{SiO}_2$ ) en fonction des paramètres géométriques et de la forme à la longueur d'onde de  $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$  tel que proposé par Tsai *et al.*<sup>15</sup>. A cette longueur d'onde<sup>16</sup>, la permittivité du  $\text{SiO}_2$   $\epsilon_{\text{SiO}_2}$  vaut  $4,2 + 1i$  et celle de l'or  $\epsilon_{\text{Au}}$  vaut  $-5500 + 1100i$ . On remarque que l'indice effectif des nano-objets varie entre 2,08 et 5,44, soit une variation d'indice de  $\Delta n = 3,36$  à comparer à la variation de 2,5 obtenue précédemment avec du GaAs et de l'air. Il est important de mentionner le fait que ces résultats ont été obtenus avec des nano-objets de 500 nm d'épaisseur. Tsai *et al.* démontre la réalisation d'un composant optique à partir d'une superposition de plusieurs couches de ces nano-objets. Cette méthode ne repose donc pas sur la gravure d'objets avec des rapports d'aspects importants, néanmoins sa réalisation technologique requiert un plus grand nombre d'étapes. De plus, l'utilisation du métal pour augmenter l'indice des structures conduit à augmenter la surface géométrique du métal et par conséquent à augmenter les pertes du système dans le métal.

## 2.3 Systèmes plasmoniques

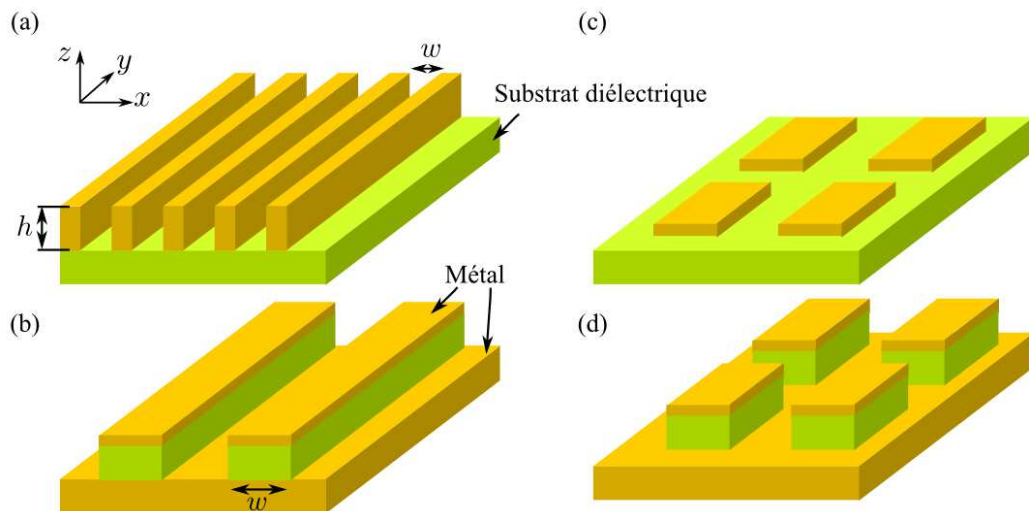


FIGURE 2.7 – Exemple de structures Métal/Isolant/Métal à 1 ou 2 dimensions (a et c) verticales et (b et d) horizontales pour une utilisation respectivement en transmission et en réflexion.

La découverte en 1998 de Ebbesen *et al.*<sup>17</sup> du phénomène de transmission extraordinaire d'une onde incidente à travers un réseau sub-longueur d'onde de trous dans une paroi métallique a suscité l'intérêt de nombreuses équipes marquant le regain de la plasmonique. Les travaux qui ont été conduits par la suite, ont démontré le potentiel des effets plasmoniques pour confiner et contrôler la lumière au-delà des limites de diffraction typiquement  $\lambda/10$ . La plasmonique décrit la physique des plasmons de surface qui sont des modes électromagnétiques

<sup>14</sup>CHEN *et al.*, 2004 ; SMITH *et al.*, 2002.

<sup>15</sup> TSAI *et al.*, 2011.

<sup>16</sup> SMITH, TSAI *et* LAROCHE, 2011.

<sup>17</sup> EBBESEN *et al.*, 1998.

de surface en polarisation TM qui se propagent le long d'une interface métal/diélectrique. Le plasmon-polariton de surface (SPP) est un mode couplé entre une onde lumineuse se propageant dans le milieu diélectrique et un plasmon de surface qui correspond à une oscillation des électrons dans le métal. On montre que la présence de discontinuités (gravure, dépôt de diélectrique,...) au niveau de l'interface métal/diélectrique permet l'excitation de SPPs par une onde provenant du diélectrique<sup>18</sup>. Il est possible de contrôler la propagation des SPPs au niveau de l'interface métal/diélectrique<sup>19</sup> afin de réaliser des composants optiques surfaciques en champ proche résultant des interférences de ces ondes surfaciques tels que des guides d'ondes<sup>20</sup>, des lentilles de Fresnel<sup>21</sup> et des lentilles à gradient d'indice<sup>22</sup>.

### 2.3.1 Guide d'onde métallique

Afin de réaliser des composants optiques en champ lointain, on utilise une combinaison de guides d'ondes métalliques obtenus par la juxtaposition de couches métal/isolant/métal (MIM) comme représenté dans la figure 2.7. Du fait de leur dimension sub-longueur d'onde, l'existence d'un mode guidé résulte du couplage important dans la couche d'isolant des SPPs qui se propagent le long des parois métalliques en vis à vis<sup>23</sup> comme schématisé sur la figure 2.8. L'indice effectif du mode guidé dépend des paramètres géométriques du guide et de l'indice optique de l'isolant<sup>24</sup>. Malgré leurs dimensions sub-longueur d'onde, les structures

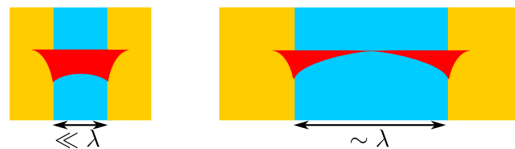


FIGURE 2.8 – Illustration du couplage entre les plasmons de surface se propageant sur les parois d'une fente métallique remplie de diélectrique. Pour des fentes larges, le couplage est faible et l'indice effectif du mode est proche de celui du diélectrique.

MIM peuvent affecter de façon extraordinaire les propriétés de la lumière incidente en modifiant avec une grande efficacité la phase<sup>25</sup> et l'amplitude<sup>26</sup> des champs transmis ou réfléchis. Ces guides d'ondes peuvent être disposés verticalement ou horizontalement par rapport aux conditions d'éclairement.

#### Guides d'onde MIM horizontaux

La configuration horizontale des guides d'ondes MIM, obtenue avec des rubans (1D) ou des plaques rectangulaires (2D) métalliques placés sur une couche d'isolant déposée sur

<sup>18</sup>BARNES, DEREUX et EBBESEN, 2003; RADKO et al., 2008.

<sup>19</sup>LALANNE et al., 2009.

<sup>20</sup>BOZHEVOLNYI et al., 2006; DREZET et al., 2007.

<sup>21</sup>MOTE et al., 2008; WANG, WU et ZHANG, 2010.

<sup>22</sup>DEVAUX et al., 2010.

<sup>23</sup>PARDO et al., 2011.

<sup>24</sup>COLLIN, PARDO et PELOUARD, 2007; YANG et al., 2012.

<sup>25</sup>PORS et al., 2013.

<sup>26</sup>BOUCHON et al., 2012; KOECHLIN et al., 2011.

un miroir métallique, permet la réalisation de lentilles planes<sup>27</sup> ou de prismes plans<sup>28</sup> en réflexion. Notons qu'une telle disposition permet d'obtenir une modulation maximale de la phase de  $\pi$  due à la symétrie de la structure qui conduit à la même réponse de la structure MIM<sup>29</sup>.

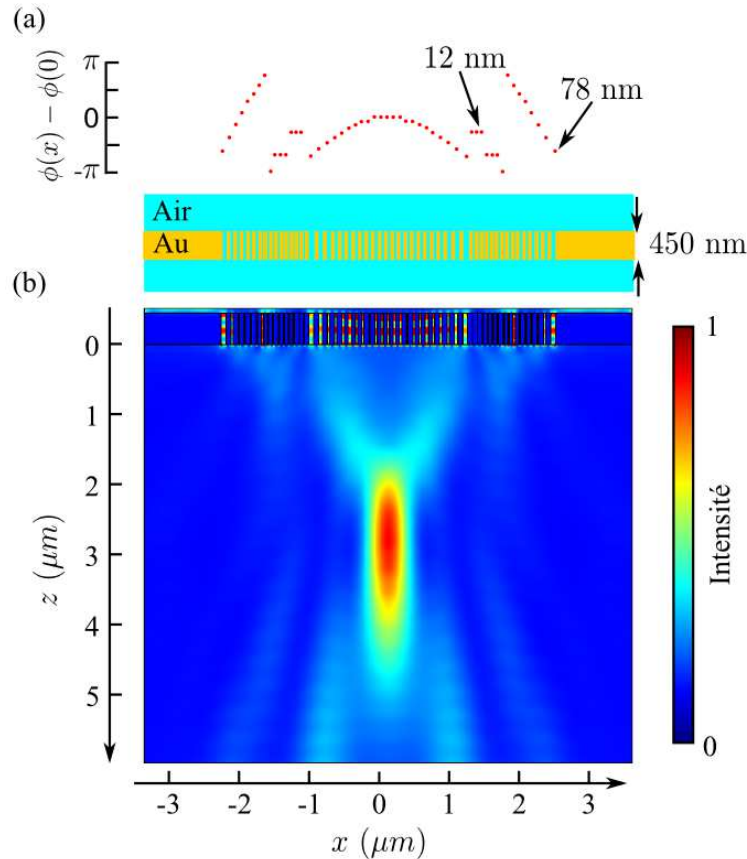


FIGURE 2.9 – (a) Profil de phase d'une lentille plasmonique focalisant une onde plane à  $\lambda = 650 \text{ nm}$  à la distance focale de  $3 \mu\text{m}$ . La structure est obtenue par la gravure de 53 fentes de largeurs différentes allant de  $12 \text{ nm}$  à  $78 \text{ nm}$  dans une paroi d'or de  $450 \text{ nm}$  d'épaisseur. La phase induite par la fente centrale ( $x = 0$ ) est prise comme référence. (b) Carte de l'intensité du champ électrique correspondant à  $\lambda = 650 \text{ nm}$ .

### Guides d'onde MIM verticaux

La configuration verticale des guides d'ondes MIM, obtenue par la gravure de sillons (1D) ou de trous (2D) dans une paroi métallique, permet la réalisation de composants optiques en transmission telles que des lentilles<sup>30</sup>, des prismes<sup>31</sup> ou encore des dispositifs optiques plus complexes comme des lentilles pour la compensation d'angle<sup>32</sup> ou focalisant différemment les

<sup>27</sup>PORS et al., 2013.

<sup>28</sup>SUN et al., 2012.

<sup>29</sup>LIN et al., 2010.

<sup>30</sup>ISHII, SHALAEV et KILDISHEV, 2012 ; VERSLEGERS et al., 2008.

<sup>31</sup>ROY, NIKOLAENKO et ROGERS, 2013.

<sup>32</sup>VERSLEGERS et al., 2009.

polarisations du champ<sup>33</sup>. Dans cette disposition, la modulation de la phase sur la gamme de  $[0 - 2\pi]$  peut être obtenue, néanmoins cela conduit à des dispositifs constitués d'une juxtaposition hétérogène de fentes avec des grandes valeurs de rapport d'aspect devant être réalisées avec une précision nanométrique<sup>34</sup>. Pour illustrer cette limitation, on considère la configuration d'une lentille focalisant à  $3 \mu\text{m}$  une onde plane incidente polarisée TM à la longueur d'onde  $\lambda = 650 \text{ nm}$  telle que schématisée sur la figure 2.9(a). La carte d'intensité du champ électrique correspondant est représentée sur la figure 2.9(b). Cette lentille est constituée par une juxtaposition de 53 fentes avec des largeurs allant de  $12 \text{ nm}$  à  $78 \text{ nm}$  gravées dans une couche d'or de  $450 \text{ nm}$  d'épaisseur correspondant à des rapports d'aspect compris entre 5 et 37. A titre d'exemple de l'importance du respect de la largeur des fentes, une augmentation de la largeur de  $6 \text{ nm}$  d'une fente large initialement de  $12 \text{ nm}$  induit une variation de la phase induite à l'onde transmise à travers le guide de  $\pi/2$ . Par conséquent, ces contraintes technologiques constituent un inconvénient majeur à la réalisation pratique de ce type de composants.

### 2.3.2 Antennes métalliques

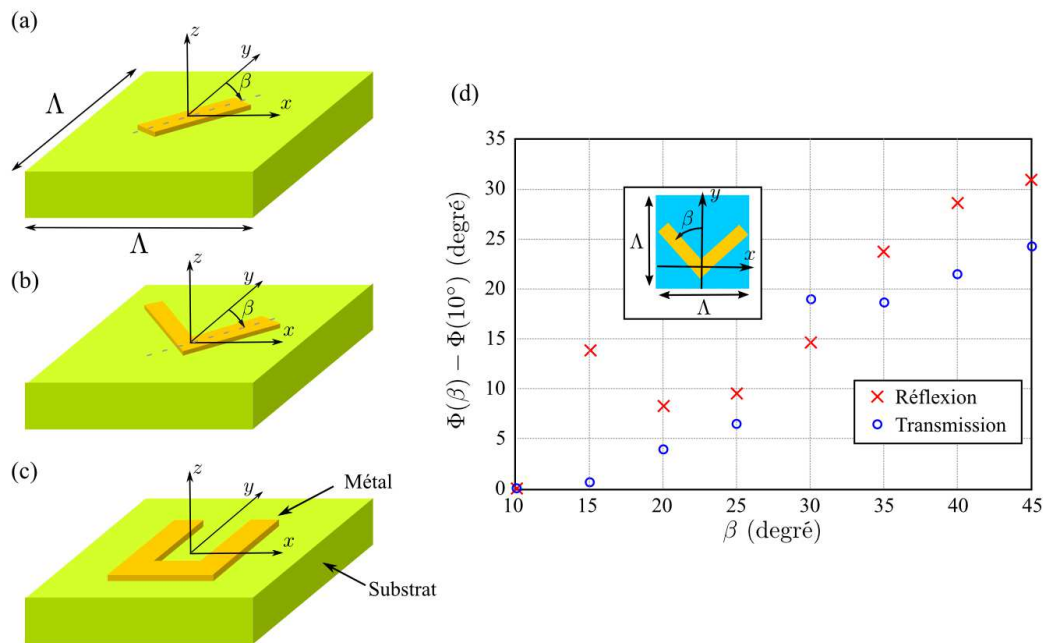


FIGURE 2.10 – (a-c) Schéma de différentes géométries d'antennes métalliques sub-longueur d'onde déposées sur un substrat. (d) Evolution du déphasage de l'onde rayonnée en polarisation croisée (polarisée suivant  $x$ ) en transmission (cercle) ou en réflexion (croix) en fonction de l'angle plan  $\beta$  de l'antenne en forme de V comme représenté dans l'encart. La phase obtenue à  $\beta = 10^\circ$  est prise comme référence,  $\Lambda = 1,5 \mu\text{m}$  et  $\lambda = 3,5 \mu\text{m}$ . Les bras de l'antenne considérée ont une longueur de  $1 \mu\text{m}$  et une largeur de  $100 \text{ nm}$ . L'antenne est déposée sur un substrat de  $\text{SiO}_2$  ( $n = 1,4$ ).

<sup>33</sup>ISHII et al., 2011.

<sup>34</sup>SHI et al., 2005.



Les guides d'ondes MIM ont l'avantage de confiner la lumière à des échelles très inférieures à la longueur d'onde ce qui permet un contrôle efficace et très localisé de l'amplitude et de la phase de l'onde incidente. Néanmoins, nous avons montré que la réalisation de composants optiques en transmission à partir de ce type de structures conduit à des contraintes technologiques difficilement réalisables. Une alternative consiste à utiliser des antennes métalliques sub-longueur d'onde rectangulaires<sup>35</sup>, en forme de V<sup>36</sup> ou en forme de U<sup>37</sup> déposées sur un substrat de diélectrique comme représenté sur les figures 2.10(a-c). Les dimensions géométriques des bras de l'antenne sont choisies de sorte à se placer dans les conditions de sa résonance électrique. L'angle  $\beta$  permet de moduler la phase sur une amplitude de  $2\pi$  de l'onde rayonnée dans la polarisation orthogonale à la polarisation incidente<sup>38</sup>. La figure 2.10(d) montre l'évolution du déphasage obtenu avec une antenne V illuminée par un champ électrique incident polarisé selon l'axe  $y$ . On observe qu'il est possible d'obtenir un déphasage jusqu'à  $30^\circ$  sur le champ rayonné dans la polarisation orthogonale (selon  $x$ ) en transmission aussi bien qu'en réflexion, en ne modifiant que l'angle entre les bras  $\beta$  de  $45^\circ$ . Ces résultats montrent la possibilité de modulation du front d'onde rayonné à partir de la juxtaposition planaire de ces antennes métalliques avec des paramètres différents pour la réalisation de prismes<sup>39</sup>, de lentilles<sup>40</sup>, de lames quart d'onde<sup>41</sup> ou encore de systèmes d'imagerie holographique<sup>42</sup>. Le principal inconvénient de cette méthode réside au niveau de l'efficacité de la modification du champ incident. Cette efficacité est proportionnelle à l'ouverture géométrique des antennes au niveau d'une période, et est de l'ordre de 10%.

## 2.4 Conclusion

Un composant optique est caractérisé par la fonction optique qu'il réalise, soit par les modifications des grandeurs physiques d'une lumière incidente en transmission ou en réflexion. Le recours aux nanostructures permet l'élaboration de métamatériaux aux caractéristiques optiques optimisées et contrôlées pour une fonction désirée repoussant ainsi les frontières imposées par les propriétés intrinsèques des matériaux naturels. Nous avons présenté dans ce chapitre le potentiel de différentes familles de nanostructures diélectriques ou métalliques pouvant être assimilées à des briques élémentaires capables de modifier localement les grandeurs d'un front d'onde incident. La juxtaposition spatiale à l'échelle de plusieurs longueurs d'onde de telles briques conduit à la réalisation de systèmes optiques plans. L'utilisation de tels composants permet notamment une diminution considérable des dimensions et de l'encombrement des systèmes optiques. La description des familles de nanostructures proposées dans l'état de l'art met en évidence la nécessité de développer de nouvelles familles de nanostructures capables de contrôler efficacement le champ incident tout en gardant des dimensions caractéristiques technologiquement réalisables. La suite du manuscrit s'articule

---

<sup>35</sup>HUANG et al., 2013.

<sup>36</sup>YU et al., 2013.

<sup>37</sup>KANG et al., 2012.

<sup>38</sup>BLANCHARD et al., 2012.

<sup>39</sup>AIETA et al., 2012a.

<sup>40</sup>AIETA et al., 2012b.

<sup>41</sup>YU et al., 2012.

<sup>42</sup>ZHOU, LIU et CAI, 2013.

---

en deux parties distinctes qui présentent les familles de solutions que j'ai proposées et étudiées au cours de ma thèse permettant le contrôle sélectif d'une part de la phase et d'autre part de la polarisation de l'onde incidente.



Deuxième partie

Dispositif sub-longueur d'onde  
pour le contrôle de phase



## Chapitre

# 3

# Concept Métal-MultiDiélectrique-Métal

## Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Guide d'onde métallique plan sub-longueur d'onde . . . . .</b>	<b>34</b>
3.1.1	Établissement de la relation de dispersion . . . . .	35
3.1.2	Transmission du guide d'onde plan . . . . .	36
<b>3.2</b>	<b>Description de la structure MDDM . . . . .</b>	<b>37</b>
3.2.1	Détermination de l'indice effectif du mode guidé . . . . .	38
3.2.2	Profil du mode fondamental . . . . .	40
3.2.3	Modulation complexe de la phase . . . . .	43
3.2.4	Bilan de l'influence des paramètres géométriques . . . . .	46
<b>3.3</b>	<b>Vers la conception d'un composant micro-optique . . . . .</b>	<b>47</b>
3.3.1	Réalisation d'une micro lentille . . . . .	47
<b>3.4</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>51</b>
3.4.1	Comparaison avec l'état de l'art . . . . .	51
3.4.2	Conclusion sur les structures MDDM . . . . .	52

---

On s'intéresse dans ce chapitre à la modulation spatiale de la phase de la lumière pour la conception de fonctions optiques en transmission à l'échelle de la longueur d'onde. Concrètement, on cherche à réaliser cette modulation à l'aide de dispositifs sub-longueur d'onde permettant d'induire un déphasage entre les ondes incidentes et transmises avec une amplitude d'au moins  $2\pi$ . Deux solutions techniques se dégagent de la littérature, la première consiste à graver un substrat de diélectrique afin de réaliser une ingénierie spatiale des propriétés optiques effectives<sup>1</sup>. En effet, l'onde incidente sur la surface perçoit alors un indice optique moyen qui dépend des dimensions géométriques de la gravure effectuée et du contraste des indices optiques des matériaux utilisés<sup>2</sup>. La limitation de cette technique réside dans le faible confinement des champs électromagnétiques dans les matériaux diélectriques, ainsi les plus petites nanostructurations ne sont pas perçues à l'échelle de la longueur d'onde, ce qui se traduit concrètement par l'impossibilité, par exemple, de réaliser des profils de phase abrupts. La seconde technique repose quant à elle sur l'utilisation des propriétés plasmoniques de guides d'onde métalliques (nécessairement monomodes, donc de largeur inférieure à  $\lambda/2$  et de hauteur de l'ordre de  $\lambda$ ) pour induire un déphasage en transmission. Ce déphasage est inversement proportionnel à la largeur du guide<sup>3</sup>. Dès lors, une variation de la phase induite supérieure à  $2\pi$  correspond, dans l'IR-visible, typiquement à une variation de

---

<sup>1</sup>FARN, 1992 ; HAIDAR et al., 2005 ; LALANNE et al., 1999.

<sup>2</sup>LALANNE et LEMERCIER-LALANNE, 1996.

<sup>3</sup>COLLIN, PARDO et PELOUARD, 2007 ; SHI et al., 2005.

la largeur du guide de l'ordre de  $\lambda/100$ . Ces contraintes conduisent à des guides d'ondes avec des rapports d'aspect (rapport hauteur/largeur) souvent supérieurs à 10. A titre d'exemple, la conception d'une lentille plasmonique<sup>4</sup> plane focalisant à la distance de  $3 \mu\text{m}$  une onde plane incidente à  $\lambda = 650 \text{ nm}$  requiert la juxtaposition de 53 guides gravés dans un film d'or de  $450 \text{ nm}$  d'épaisseur. La largeur des guides évolue de  $12$  à  $78 \text{ nm}$  ce qui correspond à des rapports d'aspect compris entre 5 et 37. La réalisation technologique d'une telle structure avec une précision nanométrique est difficile et peu reproductible à l'échelle industrielle.

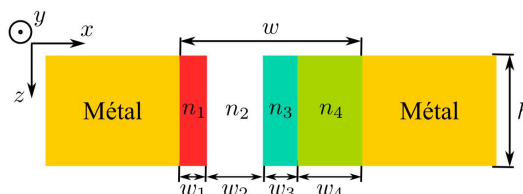


FIGURE 3.1 – Schéma de la structure Métal/MultiDiélectrique/Métal (MMultiDM) de largeur  $w$  et de hauteur  $h$  consistant en une juxtaposition de couches lamellaires de largeurs  $w_i$  de différents diélectriques d'indice optique  $n_i$  entre deux parois métalliques.

Je propose dans ce chapitre une alternative à ces techniques reposant sur le concept d'une structure consistant en une juxtaposition de couches Métal/Multi-Diélectrique/Métal (MMultiDM), autrement dit d'un guide d'onde métallique rempli de façon hétérogène avec des diélectriques d'indices optiques différents comme schématisé sur la figure 3.1. Par souci de simplicité, je me place dans le cas d'une structure remplie avec seulement deux diélectriques différents (MDDM), j'étudie alors la modulation de la phase de l'onde transmise en fonction de la proportion de chacun des diélectriques. Je considère ensuite ce dispositif comme une brique élémentaire pour le contrôle de la phase, et je démontre qu'une juxtaposition de ces briques permet la réalisation d'une lentille cylindrique. Finalement, je compare le tolérancement aux imperfections de réalisation de ce concept par rapport à la modulation plasmonique.

### 3.1 Guide d'onde métallique plan sub-longueur d'onde

Avant de nous intéresser au cas plus complexe des structures MDDM, je présente brièvement les méthodes de calculs utilisées pour déterminer la relation de dispersion et la transmission dans le cas plus simple du guide d'onde métallique plan (infini suivant  $y$ ) rempli de façon homogène par un diélectrique d'indice  $n_2$  comme schématisé sur la figure 3.2. On note  $w$  la largeur et  $h$  la hauteur du guide d'onde. On introduit également sur ce schéma, la région incidente I (permittivité  $\epsilon_1 = n_1^2$ ) et la région de sortie III (permittivité  $\epsilon_3 = n_3^2$ ). Dans cette configuration, les modes transverses magnétiques TM du guide plan (resp. transverse électrique) correspondent aux modes pour lesquels le champ magnétique n'a pas de composante suivant l'axe de propagation de l'onde incidente défini par l'angle  $\alpha$  par rapport à l'axe  $z$  (resp. le champ électrique n'a pas de composante suivant cet axe). On détermine la relation

<sup>4</sup>YU et ZAPPE, 2011.

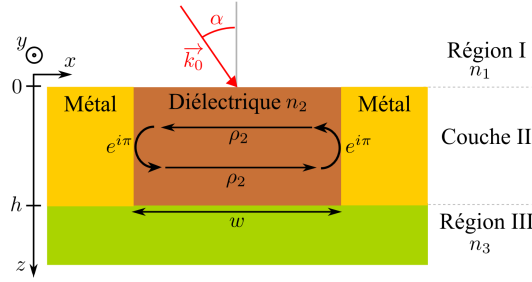


FIGURE 3.2 – Schéma du guide plan métallique infini suivant  $y$  de largeur  $w$  sub-longueur d'onde et de hauteur  $h$ .

de dispersion du guide d'onde plan afin d'exprimer la condition de l'existence des modes guidés.

### 3.1.1 Établissement de la relation de dispersion

On décrit la propagation d'un mode dans le guide comme la somme de deux ondes planes  $e^{i(k_{x2}x+k_{z2}z)}$  et  $e^{-i(k_{x2}x+k_{z2}z)}$  où  $k_{x2}$  et  $k_{z2}$  représentent les composantes suivant  $x$  et  $z$  du vecteur d'onde du mode guidé. Dans le cas où le métal est parfait, la condition d'accord de phase d'un mode après un aller-retour dans le guide d'onde plan est :

$$\rho_i^2 = e^{2ik_{x2}w} = 1 \quad (3.1)$$

où  $\rho_i = e^{ik_{x2}w}$  désigne le terme de propagation de l'onde à travers le guide. L'annulation de la partie imaginaire du membre de gauche de l'équation 3.1 conduit à la quantification de la composante  $k_{x2}$  du mode, qui s'écrit alors :

$$k_{x2}^{(m)} = \frac{m\pi}{w} \quad \text{où } m \in \mathbb{N} \quad (3.2)$$

La relation de dispersion du guide d'onde plan est obtenue en utilisant la relation  $k_z^{(m)2} + k_x^{(m)2} = n_2 k_0^2$  où  $k_0$  désigne le vecteur d'onde dans le vide, soit :

$$k_{z2}^{(m)2} = n_2 k_0 \sqrt{1 - \left( \frac{m\pi}{wk_0 n_2} \right)^2}, \quad (3.3)$$

L'équation 3.3 montre que seul le mode fondamental reste propagatif dans le guide d'onde quelle que soit sa largeur  $w$ . Le guide est en régime monomode du moment que tous les autres modes sont évanescents, ce qui correspond à une largeur  $w$  inférieure à  $\frac{\lambda}{2n_2}$ .

$$w < \frac{\lambda}{2n_2} = \frac{\pi}{n_2 k_0} \quad \Rightarrow \quad k_{z2}^{(m)2} < 0 \quad \Rightarrow \quad k_{z2}^{(m)} \in \Im \quad (3.4)$$

En considérant de plus que la hauteur  $h$  du guide est suffisamment grande pour négliger la contribution des modes évanescents dans la transmission du guide, on montre alors que dans ces conditions, seul le mode TM peut se propager soit lorsque le système est éclairé



par une onde incidente avec un champ magnétique orienté suivant  $y$ . Nous venons de décrire les conditions du régime monomode du guide d'onde plan dans lequel nous nous placerons toujours par la suite. Nous cherchons désormais à calculer la transmission du guide.

### 3.1.2 Transmission du guide d'onde plan

Les études traitant de la détermination de l'efficacité de la transmission d'une onde plane à travers un guide d'onde plan sub-longueur d'onde démontrent que celle-ci n'est pas triviale<sup>5</sup>. En effet, la notion d'efficacité de transmission a un sens dès lors qu'on établit un rapport entre l'énergie incidente et l'énergie transmise par le système ce qui suppose de définir au préalable une surface d'intégration. Or le problème réside dans le choix de cette surface qui influe considérablement sur les résultats obtenus et conduit à une quantification relative de la transmission<sup>6</sup>.

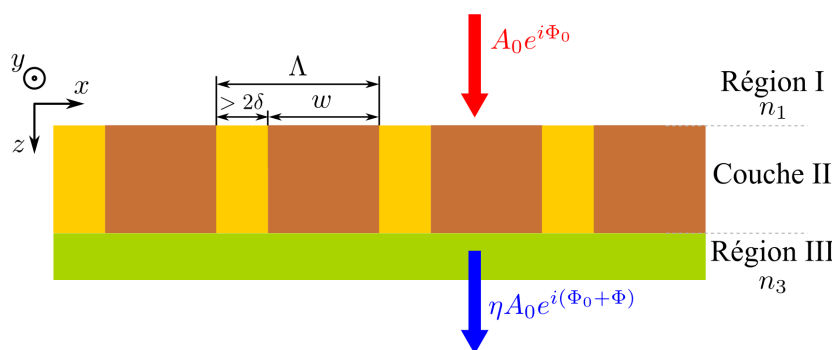


FIGURE 3.3 – Schéma du réseau de période  $\Lambda$  de guides plans métalliques infinis suivant  $y$  de largeur  $w$  sub-longueur d'onde et de hauteur  $h$ .

Afin d'écarter ce problème, on utilise la méthode développée par Lalanne *et al.*<sup>7</sup> pour le calcul de la transmission d'un réseau périodique de guides d'ondes métalliques monomodes comme schématisé sur la figure 3.3. En effet, si la période  $\Lambda$  est choisie de sorte que chaque guide d'onde puisse être isolé de l'influence de ses plus proches voisins, soit typiquement  $\Lambda \geq w + 2\delta$  où  $\delta$  est l'épaisseur de peau du métal (considéré comme réel de permittivité électrique  $\epsilon(\lambda)$ ). Dans ces conditions on peut alors estimer que la transmission du guide calculée en périodique décrit convenablement sa transmission dans le cas du guide d'onde simple. Les étapes calculatoires de la méthode sont résumées en annexe 8.3. Notons simplement que le passage à un système périodique permet de décomposer les ondes planes incidente et transmise dans la base de Rayleigh (décrivant les ordres diffractés) et ainsi de calculer le couplage entre ces ordres et le mode fondamental du guide d'onde. A partir de ce calcul, il est alors possible de déterminer les termes de transmission et de réflexion pour chaque ordre diffracté. Lalanne *et al.* démontre alors que dans le cas où la hauteur  $h$  du guide est suffisamment grande pour négliger les modes évanescents, l'efficacité de transmission en amplitude de la structure  $\tau_{\text{guide}}$  peut être décrite par l'efficacité de transmission  $T_0$  de

<sup>5</sup>GARCIA-VIDAL *et al.*, 2010.

<sup>6</sup>BRAVO-ABAD, MARTIN-MORENO *et* GARCIA-VIDAL, 2004.

<sup>7</sup>LALANNE *et al.*, 2000.

l'ordre zéro de diffraction. Dans un souci de clarté du discours, nous ne rappellerons pas ici les notations introduites dans l'annexe 8.3 pour l'expression de  $T_0$ . L'expression de  $\tau_{\text{guide}}$  est alors sous incidence normale :

$$\begin{aligned}\tau_{\text{guide}} &= \frac{n_1}{n_3} \frac{Int_3^{(0)} m_{22} C}{\Lambda \beta_{+3}} \left( \gamma_{-3} - \frac{m_{21}}{m_{22}} \gamma_{+3} \right) \frac{e^{ik_{z2}h}}{m_{11} m_{22} e^{2ik_{z2}h} - m_{21}} \\ &= \eta e^{i\Phi}\end{aligned}\quad (3.5)$$

où  $\eta$  et  $\Phi$  désignent respectivement l'amplitude de la transmission et la phase induite à l'onde qui traverse le guide, telles que :

$$\begin{cases} \eta = \sqrt{\tau_{\text{guide}} \tau_{\text{guide}}^*} , \\ \Phi = \arg(\tau_{\text{guide}}) . \end{cases}\quad (3.6)$$

Dans le cas d'un réseau placé dans l'air ( $n_1 = n_2 = n_3 = 1$ ) de période  $\Lambda = 600$  nm, de guides d'ondes métalliques de largeur  $w = 500$  nm et de hauteur  $h = 1$   $\mu\text{m}$  éclairés à la longueur d'onde  $\lambda = 5$   $\mu\text{m}$ , l'équation 3.5 conduit à une efficacité de transmission en intensité égale à  $|\eta|^2 = 97,3\%$  et une phase  $\Phi = 0,4\pi$ .

Nous venons de rappeler brièvement les méthodes utilisées pour la description des propriétés optiques des guides d'ondes métalliques sub-longueur d'onde dans le cas simple d'un remplissage homogène. Nous étudions maintenant l'influence d'un remplissage hétérogène du guide d'onde sur sa transmission et en particulier sur la phase induite  $\Phi$ .

## 3.2 Description de la structure MDDM

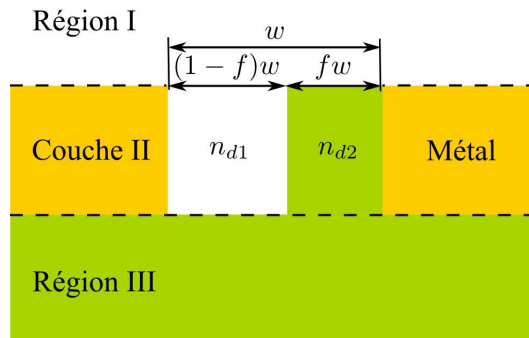


FIGURE 3.4 – Schéma de la structure Métal/Diélectrique 1/Diélectrique 2/Métal (MDDM) de largeur  $w$  et de hauteur  $h$ . La largeur de la couche de diélectrique 1 (resp. du diélectrique 2) est égale à  $(1-f)w$  (resp.  $fw$ ) où  $f$  est le facteur de remplissage. Les régions I et III ont des indices optiques respectivement égaux à  $n_{d1}$  et  $n_{d2}$ .

On étudie maintenant le cas des guides d'ondes plans métalliques remplis de façon hétérogène, les structures MDDM schématisées sur la figure 3.4. La structure MDDM consiste en un guide d'onde métallique formé par une fente de largeur  $w$  dans une couche métallique de

hauteur  $h$  remplie avec deux couches verticales de diélectriques d'indices optiques respectifs  $n_{d1}$  et  $n_{d2}$  avec  $n_{d2} > n_{d1}$ . La proportion de diélectrique d'indice fort dans le guide est décrite par le facteur de remplissage  $f$  dont la valeur variant de 0 à 1 correspond à :

- $f = 0$  le guide d'onde est rempli exclusivement avec le diélectrique d'indice  $n_{d1}$ ,
- $f = 1$  le guide d'onde est rempli exclusivement avec le diélectrique d'indice  $n_{d2}$ .

Nous cherchons dans un premier temps à déterminer l'indice effectif du mode fondamental du guide, noté  $n_{\text{eff}}$  afin de pouvoir décrire par la suite son profil en fonction des paramètres de la structure MDDM. A partir de ces résultats, nous étudions le potentiel de cette structure pour la modulation de la phase ainsi que de l'amplitude de l'onde transmise.

### 3.2.1 Détermination de l'indice effectif du mode guidé

Dans ce paragraphe, j'établis l'équation modale décrivant l'existence du mode guidé fondamental dans la structure MDDM. Pour cela, je modélise la structure comme un guide d'onde plan rempli de façon inhomogène suivant la direction  $x$  comme représenté sur la figure 3.5. La condition d'existence du mode guidé après un aller-retour dans le guide donne l'équation modale suivante :

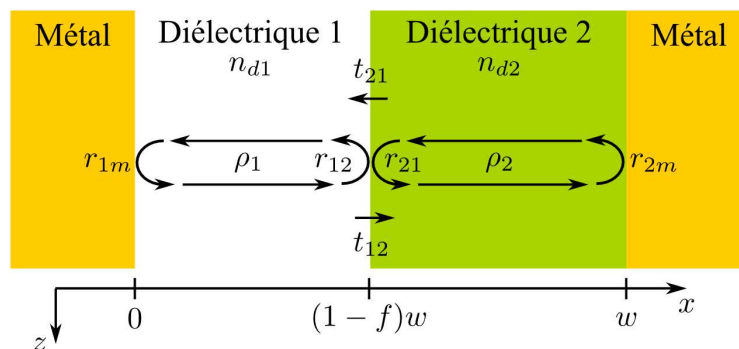


FIGURE 3.5 – Définition du système de paramètres considérés pour la détermination de l'équation modale 3.7 de la structure MDDM.

$$(1 - r_{12}r_{1m}\rho_1^2)(1 - r_{21}r_{2m}\rho_2^2) = r_{1m}r_{2m}t_{12}t_{21}\rho_1^2\rho_2^2 \quad (3.7)$$

où  $r_{ij}$  et  $t_{ij}$  sont les coefficients de Fresnel respectivement en réflexion et en transmission pour une onde se propageant du milieu  $i$  au milieu  $j$ .  $\rho_i$  représente le terme de propagation de l'onde dans le milieu  $i$ . Dans le cas d'une polarisation TM, les expressions de ces coefficients sont :

$$\begin{aligned} r_{ij} &= \frac{\frac{k_{xi}}{\epsilon_i} - \frac{k_{xj}}{\epsilon_j}}{\frac{k_{xi}}{\epsilon_i} + \frac{k_{xj}}{\epsilon_j}}, \\ t_{ij} &= \frac{2\frac{k_{xi}}{\epsilon_i}}{\frac{k_{xi}}{\epsilon_i} + \frac{k_{xj}}{\epsilon_j}}, \\ \rho_i &= e^{ik_{xi}w_i}. \end{aligned} \quad (3.8)$$

où  $k_{xi}$ ,  $\epsilon_i$  et  $w_i$  désignent respectivement la composante suivant  $x$  du vecteur d'onde, la permittivité électrique et la largeur de la couche  $i$ . Les indices  $i$  et  $j$  pouvant être égaux à 1, 2 ou  $m$  pour désigner respectivement les couches de diélectrique d'indice optique  $n_{di}$  ou le métal.

Concrètement, on cherche les valeurs des composantes  $k_{xm}$ ,  $k_{x1}$  et  $k_{x2}$  selon  $x$  du vecteur d'onde dans le métal et les deux diélectriques qui vérifient l'équation modale 3.7. Or cette composante est liée à la composante  $k_{zi}$  du vecteur d'onde suivant l'axe  $z$  de propagation, suivant la relation  $k_{zi}^2 + k_{xi}^2 = \epsilon_i k_0^2$ . De plus, les conditions de continuité aux interfaces verticales imposent la conservation de la composante  $k_{zi}$  dans tous les milieux, ainsi on a  $k_{zm} = k_{z1} = k_{z2} = \beta$  où  $\beta$  désigne la constante de propagation définie par :

$$\beta = n_{\text{eff}} k_0 \quad (3.9)$$

Par conséquent, l'équation modale 3.7 se résume à une équation non-linéaire à une seule inconnue  $n_{\text{eff}}$  du type  $g(n_{\text{eff}}) = 0$ . La résolution numérique de cette équation est faite en utilisant la méthode de Newton<sup>8</sup>. Celle-ci consiste à calculer les valeurs de la fonction  $g$  et de sa dérivée  $g'$  (calculées suivant la méthode développée par F. Pardo<sup>9</sup>) à résoudre en un point initial  $u_0$  pour déterminer le nouveau point  $u_1$  d'évaluation de  $g$  et  $g'$ . Plus généralement le terme  $u_n$  est défini pour  $n$  entier :

$$u_{n+1} = u_n - \frac{g(u_n)}{g'(u_n)} \quad (3.10)$$

Par récurrence, on montre que cette suite tend à converger vers le minimum de la fonction.

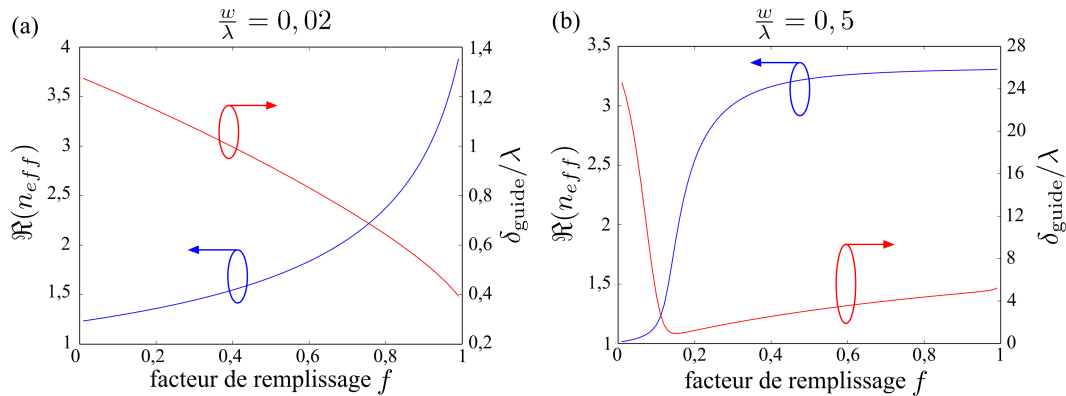


FIGURE 3.6 – Évolution de la partie réelle de l'indice effectif  $\Re(n_{\text{eff}})$  (courbe bleue) et de la longueur de propagation  $\delta_{\text{guide}}$  (courbe rouge) du mode guidé en fonction du facteur de remplissage  $f$  pour les largeurs (a)  $w/\lambda = 0,02$  et (b)  $w/\lambda = 0,5$  ( $n_{d1} = 1$  et  $n_{d2} = 3,3$ ).

La figure 3.6 représente l'évolution de la partie réelle de l'indice effectif  $\Re(n_{\text{eff}})$  (bleu) et de la longueur de propagation  $\delta_{\text{guide}} = \frac{1}{2\pi \Im(n_{\text{eff}})}$  (rouge) du guide obtenues numériquement à partir de la résolution par la méthode de Newton de l'équation 3.7 en fonction du facteur

<sup>8</sup>PRESS, 2007.

<sup>9</sup>PARDO, 2010.

de remplissage  $f$  ( $n_{d1} = 1$  et  $n_{d2} = 3, 3$ ). Le métal est de l'or, sa permittivité  $\epsilon_m$  est décrite par un modèle de Drude<sup>10</sup> adapté pour correspondre aux données du Palik<sup>11</sup>. Les figures 3.6(a) et (b) correspondent respectivement au cas d'une fente étroite ( $w/\lambda = 0.02$ ) et large ( $w/\lambda = 0.5$ ). Dans les deux cas, les valeurs de la partie réelle de l'indice effectif pouvant être atteintes sont bornées par les indices des diélectriques  $n_1$  et  $n_3$ . Néanmoins, on observe que la valeur du facteur de remplissage  $f$  à partir de laquelle l'indice effectif est égal à  $n_{d2}$  dépend de la largeur du guide, soit  $f \simeq 1$  pour  $w/\lambda = 0,02$  et  $f \simeq 0,3$  pour  $w/\lambda = 0,5$ . La comparaison des longueurs de propagation montre que celles-ci sont 10 fois plus grandes pour le guide le plus large, ce qui correspond à des pertes moins importantes que pour le guide étroit.

Nous venons de montrer la possibilité de déterminer l'indice effectif du mode guidé par la résolution de l'équation modale 3.7 suivant la méthode de Newton. Nous étudions maintenant les influences de la largeur et du facteur de remplissage sur les propriétés du guide à partir de l'observation du profil du mode fondamental et de l'évolution de la partie réelle de l'indice effectif.

### 3.2.2 Profil du mode fondamental

Je cherche dans ce paragraphe à obtenir le profil du mode fondamental dans le guide. L'étude du profil est utile pour comprendre notamment comment l'énergie incidente est confinée dans le guide lors de la propagation du mode. L'atténuation de l'onde dans les parois métalliques est décrite par l'existence d'une seule composante propagative en  $e^{ik_x x}$ . Au contraire dans les couches de diélectriques, il y a coexistence d'une onde propagative en  $e^{ik_x x}$  et d'une onde contra-propagative en  $e^{-ik_x x}$ . Le profil du champ magnétique suivant  $x$   $H_y$  s'écrit alors :

$$H_y(x) = \begin{cases} a_m^- e^{-ik_{xm}x} , & x \leq 0 \\ a_1 e^{-ik_{x1}x} + b_1 e^{ik_{x1}x} , & 0 \leq x \leq (1-f)w \\ a_2 e^{-ik_{x2}(x-w)} + b_2 e^{ik_{x2}(x-w)} , & (1-f)w \leq x \leq w \\ a_m^+ e^{ik_{xm}(x-w)} , & w \leq x \end{cases} \quad (3.11)$$

où  $a_m^-$ ,  $a_1$ ,  $b_1$ ,  $a_2$ ,  $b_2$  et  $a_m^+$  sont des constantes dont les valeurs sont déterminées à partir des conditions de continuité aux interfaces du champ magnétique  $H_y$  et de sa dérivée  $\partial_x H_y$ . On obtient alors les expressions suivantes :

$$\begin{cases} b_1 = a_1 r_{1m} , \\ a_m^- = a_1 + b_1 , \\ b_2 = a_1 \frac{\rho_2}{\rho_1} \frac{1 + r_{1m} \rho_1^2}{1 + r_{2m} \rho_2^2} , \\ a_2 = b_2 r_{2m} , \\ a_m^+ = a_2 + b_2 . \end{cases} \quad (3.12)$$

<sup>10</sup>  $\epsilon_m(\lambda) = 1 - \left[ \left( \frac{\lambda_p}{\lambda} + i\gamma \right) \frac{\lambda_p}{\lambda} \right]^{-1}$  avec  $\lambda_p = 159$  nm et  $\gamma = 0.0077$ .

<sup>11</sup> PALIK, 1985.

En posant  $a_1 = 1$ , et en intégrant la valeur de l'indice effectif  $n_{\text{eff}}$  obtenue à partir de la résolution de l'équation modale 3.7 dans le système 3.11, on obtient le profil suivant  $x$  des champs en fonction des paramètres du système.

Influence de la largeur du guide  $w$  et du facteur de remplissage  $f$

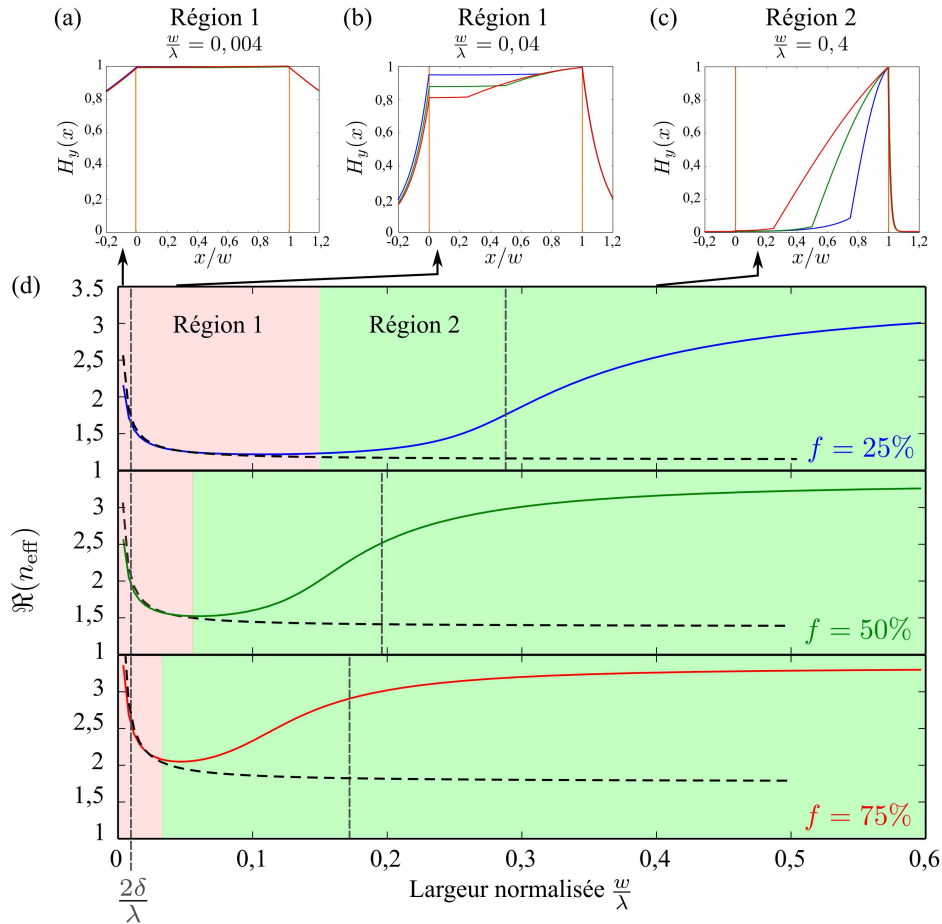


FIGURE 3.7 – Profils du champ magnétique dans le guide représentés pour des valeurs de  $f$  égales à 25, 50 et 75% pour des largeurs du guide  $w$  égales à (a)  $0,004\lambda$ , (b)  $0,04\lambda$  et (c)  $0,4\lambda$ . (d) Évolution de la partie réelle de l'indice effectif en fonction de la largeur du guide normalisée  $w/\lambda$  pour les valeurs de  $f$  de 25 (bleu), 50 (vert) et 75 (rouge)%. La courbe en pointillé est obtenue à partir de l'équation 3.14. Les zones rosé et verte correspondent respectivement aux deux régimes du guide définis au §3.2.2. Les droites verticales (pointillées) représentent la largeur  $2\delta$  et la largeur à partir de laquelle le guide cesse d'être monomode. Les diélectriques 1 et 2 ont des indices optiques égaux à 1 et 3,3.

La figure 3.7(d) représente l'évolution de la partie réelle de l'indice effectif en fonction de la largeur normalisée du guide  $w/\lambda$  pour des valeurs du facteur de remplissage  $f$  égales à 25 (bleu), 50 (vert) et 75% (rouge). Pour chaque valeur, le profil de la composante  $H_y$  du champ magnétique du mode fondamental est représenté au-dessus pour  $w/\lambda$  égal à 0,004;

0,04 et 0,4. L'observation des profils permet de définir deux régions d'évolution de l'indice effectif :

- **Région 1 : Distribution du champ dans l'ensemble du guide** Le profil de  $H_y$  pour une largeur de la fente de  $0,004\lambda$  (cf. Fig.3.7(a)) montre que le champ magnétique est quasi-constant dans le guide d'onde et indépendant du facteur de remplissage. On constate que la pénétration du champ magnétique dans les parois métalliques est importante. A des largeurs inférieures à  $2\delta$ , le couplage plasmonique est important entre les deux parois métalliques, le mode y est alors principalement localisé. On montre<sup>12</sup> alors que l'influence de la largeur sur l'indice effectif est écrite par la relation  $(1 + \frac{\delta}{w})$ . Pour des largeurs supérieures à  $2\delta$  (cf. la figure 3.7(b) pour  $w = 0,04\lambda$ ), l'indice effectif atteint un palier minimum différent pour chaque facteur de remplissage. A partir du profil de  $H_y$ , on constate que d'une part le champ magnétique est confiné au sein du guide (et plus au niveau des parois métalliques) et d'autre part il se propage dans les deux couches de diélectrique en fonction de leur indice optique. La valeur du palier de l'indice effectif est alors directement égale à la moyenne pondérée des indices des diélectriques, notée  $\bar{n}_d$  et définie par :

$$\frac{1}{\bar{n}_d} = \sqrt{\frac{(1-f)}{n_{d1}^2} + \frac{f}{n_{d2}^2}} \quad (3.13)$$

A partir de ces résultats, l'évolution de l'indice effectif  $n_{\text{eff}}^{(1)}$  dans la région 1 suit la loi suivante :

$$n_{\text{eff}}^{(1)} \simeq \bar{n}_d \left(1 + \frac{\delta}{w}\right) \quad (3.14)$$

On représente les résultats calculés à partir de cette loi sur la figure 3.7(d) en pointillés. Pour chaque remplissage, les évolutions se superposent bien pour des fentes étroites et ce jusqu'à une certaine largeur dépendant de la valeur de  $f$  définissant du même coup la limite de la région 1. Au-delà de cette région, quelle que soit la valeur de  $f$ , l'indice effectif ne suit plus la loi 3.14 mais tend à converger vers l'indice optique le plus élevé.

- **Région 2 : Confinement du mode fondamental dans la couche diélectrique de fort indice** Au-delà de la région 1, les profils du champ magnétique montrent que le mode est principalement confiné dans le diélectrique de plus fort indice (cf. Fig. 3.7(c)). Par ailleurs, on constate que l'évolution du champ magnétique dans la couche de diélectrique de faible indice décroît en fonction de la distance à l'interface entre les couches de diélectriques ce qui témoigne du caractère évanescent du champ dans cette couche. La convergence de l'indice effectif vers l'indice le plus élevé apparaît dès lors que la couche de ce diélectrique est assez épaisse pour confiner la propagation du mode fondamental du guide.

On trace sur la figure 3.7(d) (pointillé) la valeur de la largeur normalisée correspondant à l'existence du second mode propagatif dans le guide. Le  $m$ -ième se propage dans le

<sup>12</sup>COLLIN, PARDO et PELOUARD, 2007.

guide si la condition suivante est respectée :

$$m < \frac{1}{2\Re(n_{eff})} \frac{\lambda}{w} \quad (3.15)$$

On constate que le second mode du guide apparaît lors de l'augmentation de l'indice effectif du mode fondamental.

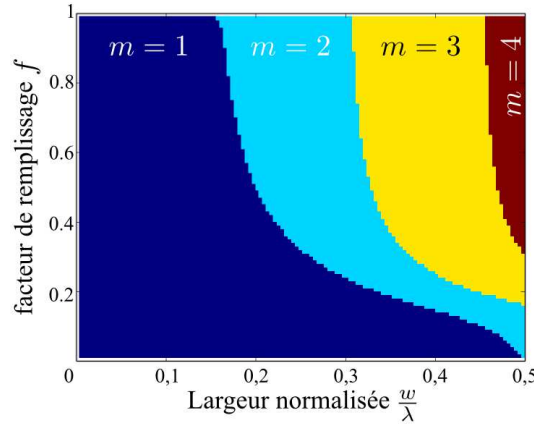


FIGURE 3.8 – Évolution du nombre  $m$  de modes propagatifs dans la structure MDDM en fonction de sa largeur normalisée  $w/\lambda$  et du facteur de remplissage  $f$ . Les diélectriques 1 et 2 ont des indices optiques égaux à 1 et 3,3.

La figure 3.8 représente le nombre de modes pouvant se propager dans la structure suivant la condition 3.15 en fonction du facteur de remplissage  $f$  et de la largeur normalisée  $w/\lambda$ . On observe logiquement qu'à une valeur de  $f$  donnée, le nombre de modes propagatifs augmente avec la largeur. Ce nombre est aussi fonction du facteur de remplissage, mais on voit que pour des faibles largeurs du guide ( $w < 0,1\lambda$ ), il n'y a que le mode fondamental quel que soit le facteur de remplissage. Dans la suite du chapitre, on fixe la largeur du guide d'onde égale à  $w = 0,1\lambda$  pour rester dans le régime monomode quel que soit le facteur de remplissage  $f$ .

### 3.2.3 Modulation complexe de la phase

Dans ce paragraphe, on s'intéresse à la modulation de la phase de l'onde transmise à travers la structure MDDM de hauteur  $h$ . La conductivité finie des parois métalliques implique que le mode guidé pénètre dans les parois ce qui est à l'origine de la partie imaginaire de l'indice effectif  $n_{eff}$ . Par conséquent, l'onde transmise à travers la structure subit une modulation complexe de son amplitude, soit une modulation à la fois de son amplitude d'un facteur  $\eta$  et de sa phase décrit par le terme de phase induite  $\Phi$ . Le coefficient de transmission complexe du guide  $\tau_{guide} = \eta \exp(i\Phi)$  est décrit par le modèle exact de l'équation 3.5. On considère une période  $\Lambda = w + 50$  nm.

On calcule ce coefficient dans le cas réaliste d'une structure MDDM réalisée sur substrat ( $n_1 = n_{d1} = n_{air}$  et  $n_3 = n_{d2}$ ). Le contraste  $C$  des indices optiques des deux milieux est



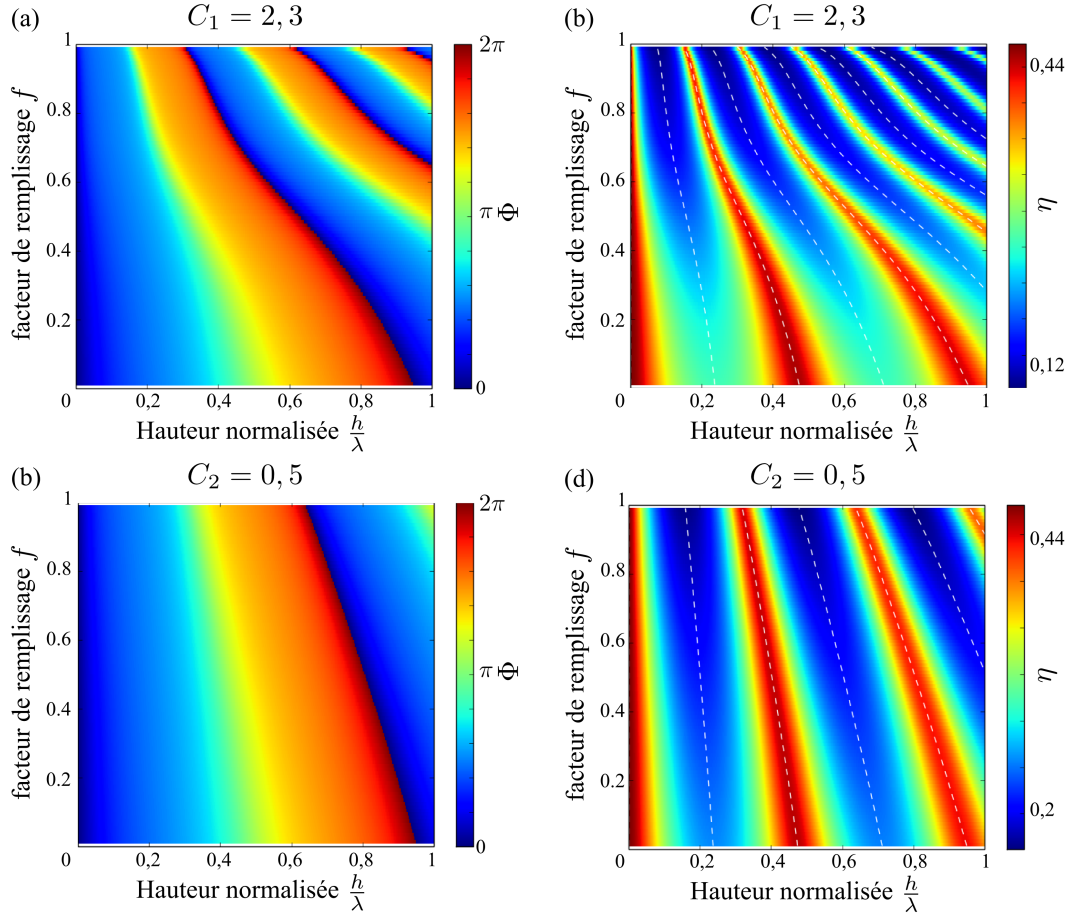


FIGURE 3.9 – Évolution de (a) l'efficacité de la transmission  $\eta$  et (b) de la phase induite  $\Phi$  de la structure MDDM en fonction du facteur de remplissage  $f$  et de sa hauteur normalisée  $h/\lambda$  pour un contraste des indices optiques des milieux diélectriques de 2,3. (c) et (d) représentent le cas où le contraste d'indice est de 0,5. La largeur de la structure MDDM est prise égale à  $\lambda/10$  ( $\lambda = 5 \mu\text{m}$ ) et est telle que le guide soit monomode. Les courbes pointillées sur les figures (a) et (c) représentent la position des extrema de la transmission obtenue à partir de l'équation 3.16.

défini tel que  $C = |n_{d2} - n_{d1}|$ . La largeur normalisée de la fente est fixée à 0,1 afin de rester dans le régime monomode du guide pour les valeurs de  $C$  choisies égales à  $C_1 = 2,3$  et  $C_2 = 0,5$ . A partir des équations 3.5 et 3.6, on obtient les évolutions de la phase induite  $\Phi$  (Fig. 3.9(a) et (b)) et de l'efficacité de transmission  $\eta$  (Fig. 3.9(c) et (d)) correspondantes en fonction du facteur de remplissage  $f$  et de la hauteur normalisée  $h/\lambda$  pour chaque valeur du contraste. Tout d'abord, la phase  $\Phi$  et l'amplitude  $\eta$  évoluent périodiquement en fonction de la hauteur du guide, ce qui indique l'existence de résonances Fabry-Pérot selon la hauteur de la structure comme représenté sur la figure 3.10. La condition d'existence de ces modes permet de déterminer la position des minima et maxima de la structure en fonction de  $h$  et  $\Re(n_{\text{eff}})$  :

$$e^{2i\Re(n_{\text{eff}})h} \simeq 1 \quad \Rightarrow \quad \frac{h}{\lambda} = \frac{m\lambda}{4\Re(n_{\text{eff}})}, \quad (3.16)$$

où  $m$  désigne un entier. L'évolution de la position des extrema de l'efficacité de transmission calculée à partir de l'équation 3.16 est représentée par les courbes en pointillé blanc sur les figures 3.9(c) et (d). On trouve que les positions des minima et des maxima de la transmission sont alors obtenues pour les valeurs de l'entier  $m$  respectivement paires et impaires.

On note ensuite que la variation de la valeur de  $f$  permet une modulation de la phase induite  $\Phi$  sur une amplitude pouvant aller jusqu'à  $2\pi$  à une hauteur du guide adéquate. On observe également qu'une variation de  $f$  de 0 à 1 modifie la valeur de l'amplitude  $\eta$  d'un facteur 4 environ quelle que soit la valeur du contraste (évolution de 44% à 10%).

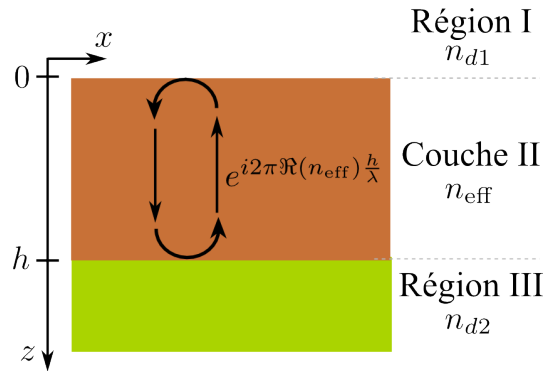


FIGURE 3.10 – Schéma de la résonance de type Fabry-Pérot existant dans la cavité MDDM

### Modèle linéaire de la phase induite

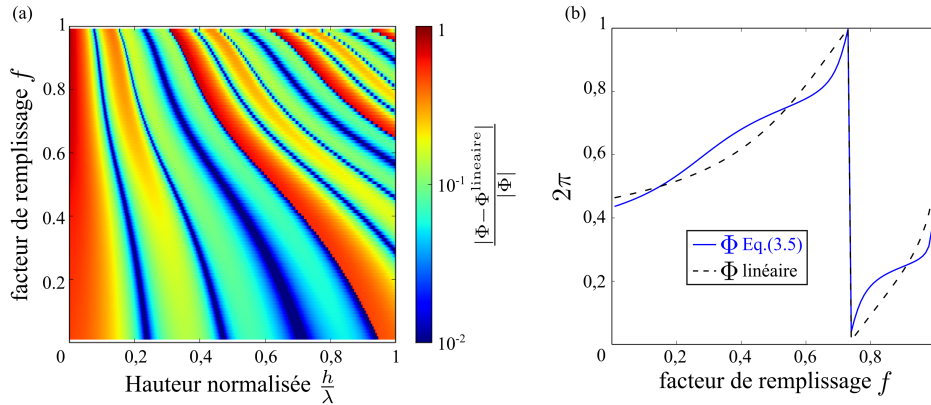


FIGURE 3.11 – (a) Écart des résultats numériques des phases induites obtenues à partir de la définition de la transmission complexe (Eq.3.5)  $\Phi$  et par la linéarisation (Eq.3.17)  $\Phi^{\text{linéaire}}$  en fonction du facteur de remplissage et la hauteur normalisée de la structure MDDM avec un contraste d'indice de 2,3. (b) Comparaison des modèles issus de la résolution de l'équation 3.5 (continu) et linéaire (pointillé) en fonction du facteur de remplissage pour  $h = 0,4\lambda$ .

L'équation 3.5 décrivant l'efficacité de la transmission de la structure MDDM résulte d'une résolution exacte du problème de transmission. L'influence de l'ensemble des para-

mètres du guide tels que sa largeur, sa hauteur, son remplissage est pris en compte ce qui conduit à une expression complexe peu pratique à appliquer en vue de la réalisation d'une modulation de l'indice. Afin de simplifier la relation entre l'indice effectif du mode guidé et la phase induite, on fait l'hypothèse d'une évolution linéaire de la phase induite en fonction de la hauteur  $h$  et de l'indice effectif  $n_{\text{eff}}$  souvent utilisée dans la littérature<sup>13</sup> pour le cas de la modulation de la phase à l'aide de guides d'ondes remplis de façon homogène, soit :

$$\Phi^{\text{linéaire}} = 2\pi \Re(n_{\text{eff}}) \frac{h}{\lambda} \quad (3.17)$$

La figure 3.11(a) représente la différence entre les phases induites obtenues à partir des équations 3.5 et 3.17 en fonction du facteur de remplissage  $f$  et de la hauteur normalisée dans le cas du contraste d'indice  $C_1$ . On remarque que le modèle linéaire permet de décrire convenablement (écart inférieur à 10%) l'évolution de la phase principalement en dehors des résonances de Fabry-Pérot du guide. On trace sur la figure 3.11(b) les évolutions de la phase induite en fonction du facteur de remplissage pour une hauteur  $h = 0,4\lambda$ . Le calcul de l'écart moyen entre les deux modèles lorsque  $f$  varie montre qu'il existe une différence moyenne de 6% entre les deux modèles. Ce résultat valide le modèle analytique de la phase induite suivant la loi linéaire de l'équation 3.17. Dorénavant nous utiliserons cette équation pour le calcul de la phase induite par la structure MDDM.

### 3.2.4 Bilan de l'influence des paramètres géométriques

La structure MDDM se comporte comme un guide d'onde plan. Ses propriétés optiques telles que la transmission, la phase, le nombre de modes sont influencées par le contraste d'indice  $C$ , le facteur de remplissage  $f$ , la largeur  $w$  ou encore la hauteur  $h$  de la structure. Ces paramètres constituent un panel de degrés de liberté sur lesquels il est possible de jouer pour réaliser la modulation de phase désirée. D'après les résultats sus-présentés, il en ressort que l'influence de chacun de ces paramètres est la suivante :

1. La largeur  $w$  et le contraste des indices optiques des diélectriques  $C$  influencent de façon importante le nombre de modes propagatifs ainsi que l'indice effectif du mode fondamental. Or d'après l'équation 3.5, cela entraîne une modification de la phase induite  $\Phi$  et de l'efficacité de la transmission  $\eta$ .
2. La hauteur  $h$  de la paroi métallique module périodiquement l'amplitude de l'efficacité de la transmission et de la phase induite. Or, puisqu'une modulation de la phase sur une amplitude de  $2\pi$  est suffisante pour la réalisation d'une fonction optique et puisque les pertes de la structure sont dans les parois métalliques, on choisit la plus petite valeur de la hauteur  $h$  permettant d'obtenir une telle amplitude de modulation de la phase.
3. Le facteur de remplissage  $f$  permet de moduler la valeur de l'indice effectif  $n_{\text{eff}}$  sur une amplitude dépendant de la largeur  $w$  et du contraste  $C$  du guide d'onde.

<sup>13</sup>SHI et al., 2005; SUN et KIM, 2004.

Paramètre	Notation	Domaine	Commentaire
Largeur du guide	$w$	$w < \frac{\lambda}{2n_2}$	$\eta$ max., monomode $\forall f$
Contraste des indices	$C =  n_{d2} - n_{d1} $	-	$\eta$ max., $\Phi \equiv 2\pi$
Hauteur du guide	$h$	$h \geq \frac{\lambda}{C}$	$\eta$ max., $\eta \simeq$ constante $\forall f, \Phi \pmod{2\pi}$

TABLEAU 3.1 – Résumé des critères pris en compte pour la détermination des valeurs des paramètres pour une structure MDDM à une longueur d'onde  $\lambda$ .

La conception pratique (*i.e* en vue de leur fabrication) des structures MDDM suppose d'imposer la même valeur de certains paramètres pour différentes structures, soit une diminution du nombre de degrés de liberté pour leur optimisation. Ainsi on fixe les valeurs de la hauteur  $h$ , de la largeur  $w$  et du contraste d'indice  $C$  d'après les critères résumés dans le tableau 3.1. Certains de ces paramètres pouvant avoir des effets opposés sur les propriétés optiques de la structure MDDM, leurs valeurs sont choisies de sorte à réaliser le meilleur compromis entre une modulation de la phase  $\Phi$  sur une plage de  $2\pi$  et une faible modulation de l'efficacité de transmission  $\eta$  tout en conservant des dimensions caractéristiques compatibles avec les possibilités de fabrication. Dès lors, le facteur de remplissage  $f$  constitue le seul paramètre d'ajustement des propriétés optiques, et en particulier de la modulation de la phase induite par la structure MDDM.

### 3.3 Vers la conception d'un composant micro-optique

Nous venons d'exposer le potentiel de la structure MDDM pour le contrôle local (largeur sub- $\lambda$ ) de la phase d'un front d'onde optique sur une plage s'étendant de 0 à  $2\pi$ . La structure MDDM se comporte, sous les conditions qui ont été discutées, comme un guide d'onde plan dans lequel se propage un mode fondamental. L'indice optique effectif  $n_{\text{eff}}$  de ce mode est fixé par les proportions respectives des deux diélectriques, les autres paramètres sont fixés par ailleurs. On cherche désormais à réaliser une fonction optique de type lentille à partir d'une juxtaposition de  $N$  structures MDDM, le déphasage d'un MDDM à l'autre étant obtenu par le choix du facteur de remplissage comme schématisé sur la figure 3.12. Les autres paramètres géométriques étant fixés et identiques pour l'ensemble des structures MDDM de sorte à optimiser l'efficacité totale de transmission de la lentille. On note  $D$  la largeur bord à bord du système ainsi constitué. L'épaisseur  $L$  des parois métalliques entre deux structures MDDM adjacentes est choisie supérieure à  $2\delta$  assurant ainsi que les modes de chaque guide ne se perturbent pas (ou peu).

#### 3.3.1 Réalisation d'une micro lentille

##### Échantillonnage du profil de phase

On se place dans la configuration schématisée sur la figure 3.13 dans laquelle une distribution de sources ponctuelles est disposée en  $z = 0$  suivant l'axe  $x$ . D'après l'optique géométrique, la focalisation d'un front d'onde plan incident à partir d'une telle juxtaposition exige que l'ensemble des ondes émises par les sources dans le milieu de sortie soient en phase au point focal situé à la distance  $z = F$ . L'évolution du profil de phase  $\Phi_{\text{lentille}}$  correspondant en



FIGURE 3.12 – Schéma illustrant l'échantillonnage spatial de la phase  $\Phi$  pour réaliser une fonction lentille à partir d'une juxtaposition de structures MDDM différenciées par leur facteur de remplissage  $f$ , leur largeur et leur hauteur étant fixées.

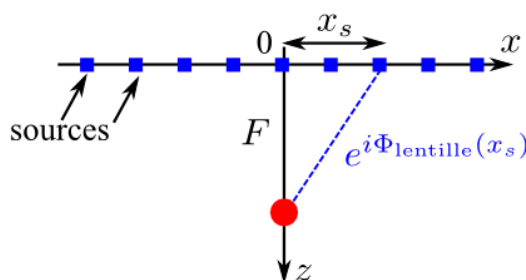


FIGURE 3.13 – Schéma illustrant la condition d'une focalisation à la distance  $F$  à partir d'une distribution de sources ponctuelles. Les carrés bleus représentent les positions des sources émettant un champ avec une phase  $\Phi_{\text{lentille}}$ .

fonction de l'angle d'incidence  $\theta$  et de la distance  $x$  du centre du système est déterminée par :

$$\Phi_{\text{lentille}} = \frac{2\pi}{\lambda} \left( x \sin(\alpha) + n_3 F - n_3 \sqrt{F^2 + x^2} \right) \quad (3.18)$$

Concrètement on assimile chaque structure MDDM à une source ponctuelle, et on détermine alors la distribution du facteur de remplissage donnant le profil de phase  $\Phi_{\text{lentille}}$ . Afin de réaliser une micro lentille, on s'impose une largeur totale  $D$  de la lentille typiquement de  $2\lambda$ . Le nombre  $N$  de structures MDDM est alors  $D = N(L + w)$ . Le choix de la largeur  $w$  des structures MDDM permet d'affiner plus ou moins l'échantillonnage du profil de phase  $\Phi_{\text{lentille}}$ .

### Micro-lentille IR

On applique ici la méthode sus-décrite pour la conception d'une lentille plane convergente à une longueur d'onde de  $5 \mu\text{m}$ . Le système est éclairé sous incidence normale par une onde polarisée TM. Les deux diélectriques composant les structures MDDM sont l'air ( $n_{d1} = n_{\text{air}} = 1$ ) et le GaAs ( $n_{d2} = n_{\text{GaAs}} = 3,3$ ). Les régions incidente et de sortie sont respectivement de l'air et du GaAs (cf. figure 3.14). Les structures MDDM ont une largeur  $w = 500 \text{ nm}$  et une hauteur  $h = 2,2 \mu\text{m}$ . Elles sont séparées les unes des autres par une paroi métallique d'épaisseur  $L = 100 \text{ nm}$ . Nous juxtaposons alors 21 structures MDDM donnant ainsi une largeur totale du système  $D = 12,6 \mu\text{m}$ . La figure 3.15 correspond au profil de phase d'une lentille focalisant à une distance  $F = 6 \mu\text{m}$  dans le substrat de GaAs calculé à

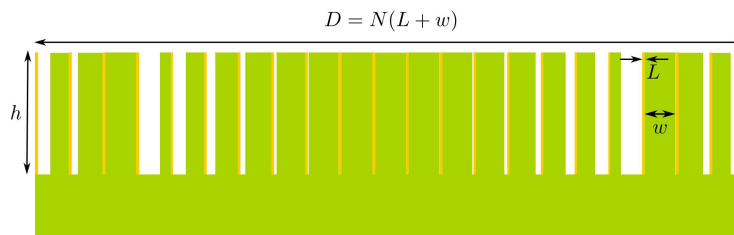


FIGURE 3.14 – Schéma de la lentille plane réalisée à partir d'une juxtaposition de  $N = 21$  structures MDDM remplies par de l'air ( $n_{d1} = 1$ ) et de GaAs ( $n_{d2} = 3,3$ ). Les structures MDDM ont les mêmes valeurs de hauteur  $h = 2,2 \mu\text{m}$ , de largeur  $w = 500 \text{ nm}$ . La largeur  $L$  des parois métallique séparant deux structures MDDM adjacentes est égale à  $100 \text{ nm}$ .

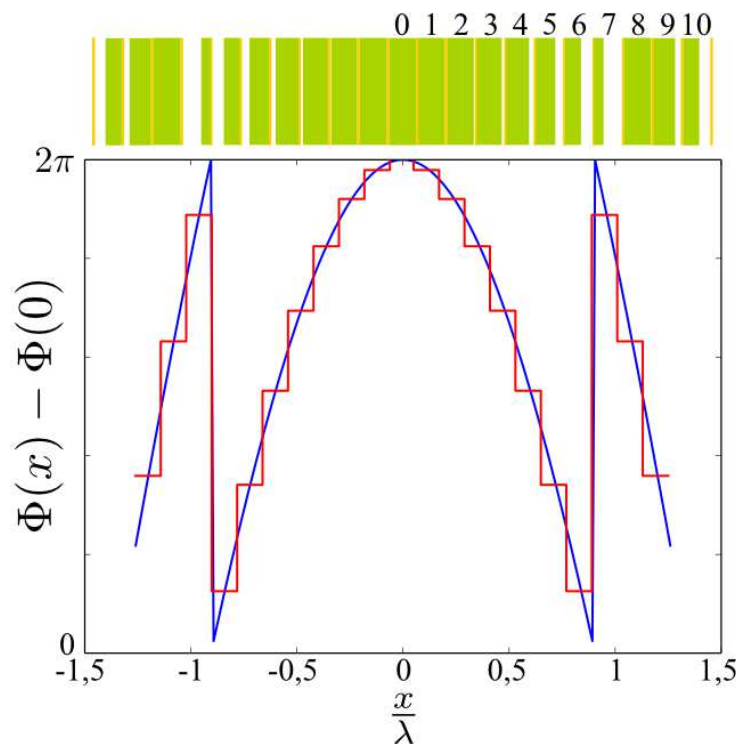


FIGURE 3.15 – (courbe bleue) Profil de phase calculé à partir de l'équation 3.18 d'une lentille convergente à  $\lambda = 5 \mu\text{m}$  à une distance focale de  $6 \mu\text{m}$ . La phase  $\Phi_0$  du centre de la lentille ( $x = 0$ ) est prise comme référence. En rouge, la phase  $\Phi_{\text{codée}}$  devant être codée par chaque structure MDDM représentée au-dessus de la figure.

partir de l'équation 3.18 (courbe continue). L'échantillonnage spatial réalisé par le système de 21 structures MDDM centré à l'origine (*i.e.*  $x = 0$ ) est tracé en rouge.

On détermine ainsi la phase que chaque structure MDDM doit coder. A partir des équations 3.17 et de 3.7, on trouve alors le facteur de remplissage  $f$  correspondant. On impose que la structure MDDM centrale (*i.e.* numéro 0) soit totalement remplie de GaAs. La séquence de remplissage obtenue est décrite dans le tableau 3.2 en fonction du numéro de la structure MDDM considérée (cf. Fig.3.15) et de la phase codée  $\Phi_{\text{codée}}$ . La structure étant symétrique

# MDDM	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$\Phi_{\text{codée}} (2\pi)$	1	1	0,92	0,82	0,69	0,53	0,34	0,12	0,89	0,63	0,35
$n_{\text{eff}}$	3,32	3,32	3,13	2,91	2,63	2,27	1,83	1,33	3,06	2,5	1,86
$f$	1	1	0,97	0,93	0,85	0,73	0,59	0,35	0,96	0,8	0,6
$\eta$ (TM)	0,25	0,25	0,12	0,1	0,12	0,37	0,15	0,3	0,11	0,18	0,15

TABLEAU 3.2 – Détails des caractéristiques des structures MDDM obtenues à partir de la figure 3.15 réalisant la lentille plane de distance focale  $F = 6 \mu\text{m}$  à  $\lambda = 5 \mu\text{m}$  avec  $w = 500 \text{ nm}$ ,  $h = 2,2 \mu\text{m}$ ,  $L = 100 \text{ nm}$ ,  $n_{d1} = 1$  et  $n_{d2} = 3,3$ .

par rapport à l'origine, je ne considère que 11 structures MDDM. On constate qu'avec les paramètres géométriques sélectionnés, l'efficacité de transmission  $\eta$  en polarisation TM de chacune des structures MDDM varie autour de 20%.

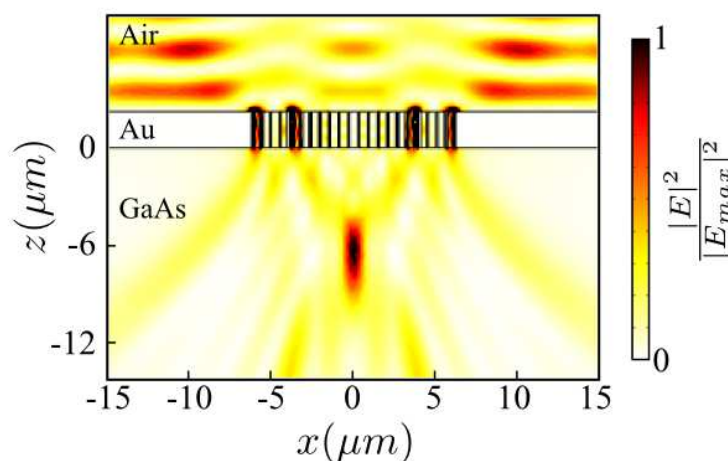


FIGURE 3.16 – Carte de l'intensité du champ électrique de la lentille décrite dans la figure 3.15 à  $\lambda = 5 \mu\text{m}$ .

La figure 3.16 représente la carte de l'intensité du champ électrique de la lentille sus-décrite. On calcule la distance focale comme la position du barycentre des points selon  $z$  où l'intensité est supérieure à 90% de l'intensité maximale. On constate que cette lentille focalise l'onde plane à  $\lambda = 5 \mu\text{m}$  à la distance focale de  $6,2 \mu\text{m}$  dans le substrat de GaAs en accord avec la valeur attendue. L'efficacité de la transmission de l'énergie incidente (intégrée sur l'ouverture de la lentille) est de 57%. L'écart entre cette valeur et la valeur moyenne des transmissions des structures MDDM peut avoir plusieurs origines parmi lesquelles l'apériodicité de la structure, l'élargissement effectif de la largeur des fentes dû à la pénétration dans le métal. Ce résultat est à comparer avec la transmittance  $T$  en énergie d'une interface air/GaAs<sup>14</sup> égale à 71%. Enfin, l'intensité maximale  $|E_{max}|^2$  au point focal est 7 fois supérieure à l'intensité de l'onde incidente.

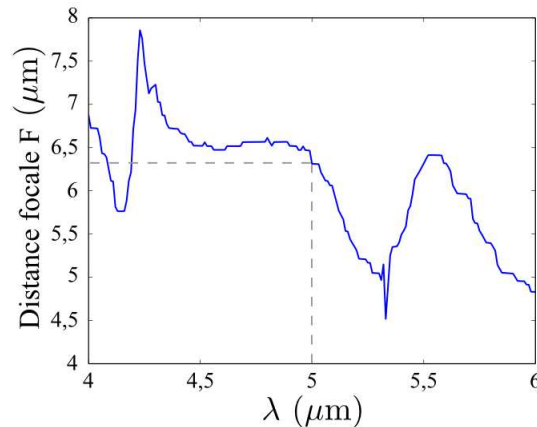


FIGURE 3.17 – Évolution de la distance focale  $F$  de la lentille optimisée pour une longueur d'onde  $\lambda_0 = 5 \mu\text{m}$  décrite dans la figure 3.15 en fonction de la longueur d'onde incidente  $\lambda$ .

#### Dispersion spectrale de la micro-lentille

On étudie la dispersion chromatique de la lentille décrite précédemment, la figure 3.17 représente l'évolution de la distance focale  $F$  de la lentille en fonction de la longueur d'onde  $\lambda$  de l'onde incidente. On constate que la distance focale évolue de  $7 \mu\text{m}$  à  $5 \mu\text{m}$  lorsque la longueur d'onde varie de  $1 \mu\text{m}$  autour de la longueur d'onde  $\lambda_0$  de conception utilisée pour calculer le profil de phase (cf Eq. 3.18). De plus, on observe que l'évolution de la distance focale présente des discontinuités dues aux conditions d'accord de phase au point focal. La lentille plane ainsi conçue est dispersive, la position du point focal dépend de la longueur d'onde. Notons enfin que le nombre de structures MDDM n'influence pas la dispersion de la lentille dès lors qu'elles restent dans un régime monomode et que l'ouverture totale de la lentille reste constante.

## 3.4 Conclusion

### 3.4.1 Comparaison avec l'état de l'art

Comme nous l'avons mentionné en introduction de ce chapitre, le concept des structures MDDM propose une solution pour réaliser une modulation d'amplitude  $2\pi$  de la phase induite à l'onde transmise à une échelle sub- $\lambda$  tout en gardant des dimensions caractéristiques qui sont accessibles technologiquement. En effet, la réalisation d'une lentille plasmonique (telle que décrite par Yu *et al.*<sup>15</sup> par exemple) requiert une juxtaposition de fentes avec une variation de largeur de l'ordre de quelques nanomètres. Or l'indice effectif de ces guides métalliques étroits est très sensible aux variations de la largeur et donc aux imprécisions de fabrication. Typiquement dans la gamme de largeur utilisée par Yu *et al.*<sup>16</sup> (*i.e.* 5

<sup>14</sup> $T = \frac{n_2}{n_1} t^2$

<sup>15</sup>Yu *et al.*, 2011.

<sup>16</sup>Ibid.



$\text{nm} \leq w \leq 50 \text{ nm}$ ), une variation de 10 nm (ordre de grandeur de la précision de fabrication) de la largeur de la fente conduit à une erreur moyenne sur l'indice de  $\langle \frac{\Delta n}{n} \rangle \sim 31\%$ .

A titre de comparaison, dans le cas d'une structure MDDM de largeur  $w = 500 \text{ nm}$ , remplie d'air ( $n_{d1} = 1$ ) et de GaAs ( $n_{d2} = 3,3$ ), une variation de 10 nm de la largeur des couches de diélectriques correspond à une variation de 2% de son facteur de remplissage. L'erreur moyenne sur l'indice calculée pour  $f$  variant de 0 à 1 est alors de  $\langle \frac{\Delta n}{n} \rangle \sim 4\%$ . On constate également qu'une variation de 10 nm de la largeur  $w$  d'une telle structure n'influence pas l'indice du mode (*i.e.*  $\langle \frac{\Delta n}{n} \rangle < 1\%$ ). Ces résultats démontrent que le concept de structure MDDM est 14 fois plus tolérant aux imprécisions de fabrication que le concept des lentilles plasmoniques. Les structures MDDM représentent donc une alternative intéressante aux lentilles plasmoniques.

### 3.4.2 Conclusion sur les structures MDDM

Dans ce chapitre, j'ai présenté le concept des structures MDDM reposant sur la juxtaposition de couches lamellaires verticales d'un diélectrique de faible indice optique et d'un diélectrique de fort indice optique entre deux parois métalliques. J'ai démontré que cette structure se comporte comme un guide d'onde plan dans lequel se propage un mode fondamental en polarisation TM. L'indice optique effectif de ce mode dépend du contraste des indices optiques des deux diélectriques, de la largeur de la structure et surtout de la proportion respective des deux diélectriques dans la structure. L'étude de ses propriétés optiques a mis en évidence le potentiel de ce concept pour induire un déphasage complexe proportionnel à sa hauteur, modifiant la phase et l'amplitude de l'onde transmise à une échelle sub-longueur d'onde. Ces structures peuvent être assimilées à des briques élémentaires de contrôle de la phase réalisant un échantillonnage spatial sub-longueur d'onde. Leur juxtaposition permet d'appliquer au plan d'onde incident le profil de phase désiré. J'ai ainsi présenté la technique de conception d'une lentille plane avec une ouverture de l'ordre de  $2\lambda$  dans l'IR. La comparaison entre les guides plasmoniques et MDDM des tolérances des propriétés optiques aux imprécisions de fabrication démontre l'avantage du concept des structures MDDM pour la réalisation de micro-optiques avec des dimensions qui sont accessibles technologiquement. Ainsi ce type de structure ouvre des perspectives intéressantes pour l'ingénierie optique à l'échelle sub-longueur d'onde qui a conduit au dépôt d'un brevet international sur le concept plus général MMultiDM d'un remplissage avec un nombre  $N \geq 2$  de diélectriques<sup>17</sup>.

Néanmoins, malgré l'incrément qu'apportent les structures MDDM sur les contraintes de fabrication technologique, force est de constater que ces structures requièrent toujours la réalisation de lames de diélectriques avec de grands rapports d'aspect. Ainsi dans le chapitre suivant, nous présentons un concept de lentille ne reposant plus sur le déphasage induit par transmission à travers le guide d'onde.

---

<sup>17</sup>LÉVESQUE et al., 2013.

## Chapitre

# 4

# Les lentilles de Huygens

## Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Conception d'une lentille de Huygens</b>	<b>54</b>
4.1.1	Détermination de la largeur $D_0$ de la fente centrale	55
4.1.2	Position des fentes <i>secondaires</i>	56
4.1.3	Propriétés générales des lentilles de Huygens	57
4.1.4	Exemple d'une lentille de Huygens dans le visible	57
<b>4.2</b>	<b>Influence des fentes <i>secondaires</i> sur les propriétés de focalisation</b>	<b>59</b>
4.2.1	Influence de la position des fentes	59
4.2.2	Influence du nombre de fentes	60
4.2.3	Étude de la dispersion	62
<b>4.3</b>	<b>Matrice de lentille de Huygens</b>	<b>63</b>
<b>4.4</b>	<b>Exemples d'applications des lentilles de Huygens</b>	<b>64</b>
4.4.1	Lentille de Huygens pour la compensation d'angle	64
4.4.2	Détermination de la FTM de détecteurs infrarouges	66
<b>4.5</b>	<b>Conclusion</b>	<b>67</b>
4.5.1	Comparaison avec les lentilles plasmoniques	67
4.5.2	Étude de la tolérance des lentilles de Huygens	69
4.5.3	Montage d'un banc optique de caractérisation	69
4.5.4	Conclusion	69

---

La phase  $\Phi$  d'une onde électromagnétique en un point  $P(x, z)$  du plan  $(xz)$  émise à partir d'une source ponctuelle  $S_0$  centrée à l'origine est la somme de la phase  $\Phi_s$  induite par la source et de la phase  $\Phi_p$  due à sa propagation dans le plan comme représenté sur la figure 4.1.

Nous avons montré dans les chapitres précédents qu'une juxtaposition régulièrement espacée de sources ponctuelles avec des phases  $\Phi_s$  différentes permet la réalisation d'une fonction optique, en particulier d'une lentille à l'aide de guides plasmoniques ou des structures MDDM. Dans ces systèmes, la phase de l'onde transmise par chacune des sources au point focal est modulée par :

1. la phase de la source  $\Phi_s$  qui provient de la transmission de l'onde à travers les structures sub-longueur d'onde constituant la lentille. La phase dépend de la hauteur des structures et de l'indice effectif du mode guidé, *i.e.* de la largeur des fentes métalliques ou du facteur de remplissage pour les structures MDDM.

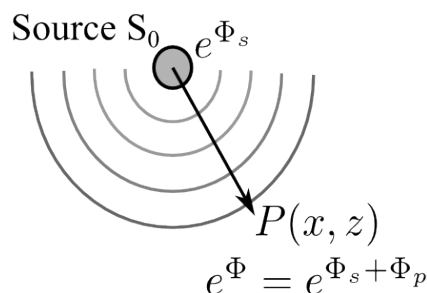


FIGURE 4.1 – Définition de la phase  $\Phi$  d’une onde électromagnétique au point  $P(x, z)$  du plan.

2. La phase  $\Phi_p$  qui dépend de la position de la source relativement à l’axe optique de la lentille.

Or si nous considérons le cas particulier des fentes métalliques remplies d’air, la réalisation d’un déphasage d’amplitude  $2\pi$  à la longueur d’onde de 650 nm entre deux fentes de largeurs respectives 100 et 25 nm conduit à une hauteur de la structure supérieure à 850 nm soit à un rapport d’aspect supérieur à 30 pour la fente la plus étroite. Nous illustrons par cet exemple les limites technologiques des concepts basés principalement sur la modulation de la phase de la source  $\Phi_s$  puisque la réalisation de fentes avec de tels rapports d’aspects est extrêmement compliquée. J’ai montré dans le chapitre précédent que la structure MDDM permet de relâcher les contraintes sur la précision et sur les largeurs des fentes à réaliser. Néanmoins l’obtention d’une modulation de  $2\pi$  du déphasage entre deux fentes nécessite toujours des structures avec des rapports d’aspects supérieurs à 1, notamment pour les lames de diélectrique. Je propose dans ce chapitre une solution qui s’affranchit de cette difficulté technologique.

Je présente le concept de lentilles reposant sur la combinaison d’une fente large (*i.e.*  $w > \lambda$ ) entourée de part et d’autre par des fentes monomodes gravées dans une fine paroi métallique. Je nomme ce concept les lentilles de Huygens en vertu du fait que leur conception repose sur un modèle d’interférences d’ondes. J’étudie l’influence sur les propriétés de focalisation des lentilles de Huygens du nombre de fentes monomodes et de leur position par rapport à l’axe optique. A partir de ce principe, je démontre la combinaison de fonctions prisme et lentille, permettant de compenser l’angle d’incidence en recentrant le point de focalisation sur l’axe optique du dispositif.

## 4.1 Conception d’une lentille de Huygens

Dans ce paragraphe, je décris le formalisme de conception d’une lentille de Huygens. Je me place pour cela dans un système plan (*i.e.* considéré infini suivant la direction  $y$ ) composé par une couche métallique structurée selon la direction  $x$  par des ouvertures rectangulaires comme représenté sur la figure 4.2.

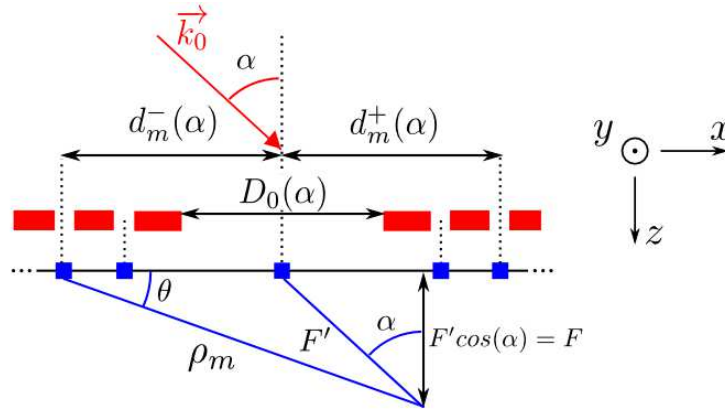


FIGURE 4.2 – Schéma de la structure des lentilles de Huygens présentant l'ensemble des paramètres géométriques utiles pour la mise en place du formalisme de conception. En rouge est représentée la couche métallique placée dans un milieu homogène. Le schéma en bleu en dessous de la structure représente la position du centre des fentes assimilées à des sources ponctuelles (carré).

#### 4.1.1 Détermination de la largeur $D_0$ de la fente centrale

On considère le système composé d'une fente centrale de largeur  $D_0$  placée dans le plan  $(xz)$  de sorte que la fente soit centrée en  $x = 0$  avec le bas de la couche métallique en  $z = 0$  comme illustré sur la figure 4.3. Le foyer secondaire de la lentille, défini comme le point où l'intensité  $I$  du champ électrique est maximale<sup>1</sup>, est situé à une distance  $F'$  de l'origine. La distance focale  $F$  est alors défini comme la projection sur l'axe optique ( $x = y = 0$ ) de la distance  $F'$  comme représenté sur la figure 4.2, sous incidence normale  $F = F'$ . Si l'on considère le point  $P(x, z)$  du plan situé à une distance de l'ordre de grandeur des dimensions de l'ouverture, la solution de l'équation de Helmholtz est la fonction de Hankel<sup>2</sup> du premier type  $H_0^{(1)}$ . L'intégrale de Rayleigh-Sommerfeld appliquée à cette fonction décrit la diffraction d'un front d'onde plan sous incidence normale  $\alpha = 0$  par l'ouverture rectangulaire de largeur  $D_0$ , soit :

$$E_{\text{diffracte}} = \frac{1}{D_0} \int_{-\frac{D_0}{2}}^{\frac{D_0}{2}} H_0^{(1)}(\rho) dX \quad (4.1)$$

où  $E_{\text{diffracte}}$  représente l'amplitude du champ électrique diffracté par l'ouverture rectangulaire et  $\rho = \sqrt{(X - x)^2 + z^2}$  est la distance entre la position  $X$  sur la droite ( $z=y=0$ ) et le point du plan  $P(x, z)$  (cf. Fig.4.3).

A partir de la résolution numérique de l'équation 4.1, on extrait la loi donnant l'évolution de la distance focale en fonction de  $D_0$ , définie par :

$$F = \frac{D_0^2}{3\lambda} \quad (4.2)$$

Notons que la prise en compte de la géométrie cylindrique du système donne la formule 4.2 qui est différente de celle obtenue dans le cas plus classique de la diffraction par une ouverture

<sup>1</sup> $I = |E_{\text{diffracte}}|^2$

<sup>2</sup>ABRAMOWITZ et STEGUN, 1964.

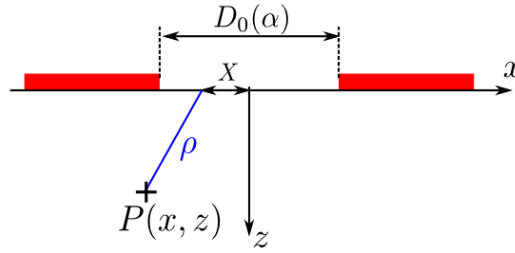


FIGURE 4.3 – Schéma de la fente rectangulaire infinie suivant  $y$  de largeur  $D_0$  considérée.

circulaire (sténopé) pour lequel on a  $F = D_0^2/4\lambda$ . La distance  $F$  caractérise la focalisation du système, on cherche à conserver celle-ci constante quel que soit l'angle d'incidence  $\alpha$ . Pour cela, la largeur  $D_0$  de la fente centrale doit être adaptée en fonction de  $\alpha$ , suivant la relation suivante :

$$D_0(\alpha) = \frac{\sqrt{3F\lambda}}{\cos^{\frac{3}{2}} \alpha} \quad (4.3)$$

Je montre par la suite que cette propriété est intéressante lorsqu'on cherche à réaliser un système de compensation d'angle à base de lentilles de Huygens.

#### 4.1.2 Position des fentes secondaires

On ajoute ensuite de part et d'autre de l'ouverture centrale des fentes *secondaires* de sorte à obtenir des interférences constructives entre toutes les ondes transmises par le système au niveau du point focal précédemment fixé. L'ajout de ces fentes *secondaires* conduit à élargir l'ouverture de la lentille et améliore ainsi la finesse et le contraste de la tache focale, comme je le démontrerai dans la suite du chapitre.

Je cherche désormais à déterminer l'abscisse  $d_m$  de la  $m^{\text{ème}}$  fente *secondaire* ( $m$  étant un entier) dans le plan  $z = 0$  par rapport à l'axe optique de la lentille assimilée au centre de l'ouverture centrale comme représenté sur la figure 4.2. L'abscisse  $d_m$  doit être fixée de façon à obtenir une interférence constructive entre la lumière transmise par la  $m^{\text{ème}}$  fente et l'onde émise par l'ouverture centrale assimilée à une source ponctuelle à la distance focale  $F$  préalablement fixée par la largeur  $D_0$  (cf. 4.3). La condition d'accord de phase impose pour le déphasage  $\Delta\Phi$  entre les deux ondes la relation suivante :

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} (F' + d_m \sin \alpha - \rho_m) = 2m\pi \quad (4.4)$$

où  $\rho_m$  est la distance entre le centre (en  $z = 0$ ) de la  $m^{\text{ème}}$  fente et le point focal comme illustré sur la figure 4.2. Cette condition d'accord de phase suppose que les fentes *secondaires* soient monomodes. En effet, dans ce cas l'onde transmise est assimilable à une source cylindrique ponctuelle rayonnant de façon isotrope. A partir des relations géométriques entre les paramètres décrits dans la figure 4.2, on a :

$$\cos \theta = \frac{F' \sin \alpha + d_m}{\rho_m} \quad \text{et} \quad \sin \theta = \frac{F' \cos \alpha}{\rho_m} \quad (4.5)$$

La relation d'accord de phase 5.5 devient alors :

$$d_m^2 \cos^2 \alpha - 2m\lambda \sin \alpha d_m - m\lambda(m\lambda + 2F') = 0 \quad (4.6)$$

L'équation 4.6 est un polynôme du second degré en fonction de l'abscisse  $d_m$ . Les solutions de cette équation notées  $d_m^+$  et  $d_m^-$  décrivent respectivement les abscisses positives ou négatives par rapport à l'axe optique, telles que :

$$\begin{cases} d_m^+ = \frac{m\lambda \sin \alpha + \sqrt{m\lambda(m\lambda + 2F' \cos^2 \alpha)}}{\cos^2 \alpha}, \\ d_m^- = \frac{m\lambda \sin \alpha - \sqrt{m\lambda(m\lambda + 2F' \cos^2 \alpha)}}{\cos^2 \alpha}. \end{cases} \quad (4.7)$$

### 4.1.3 Propriétés générales des lentilles de Huygens

Les largeurs  $w$  des fentes *secondaires* sont identiques et considérées supérieures à  $2\delta$  où  $\delta$  est l'épaisseur de peau, afin d'éviter la modulation de l'indice du mode guidé par effet plasmonique. Le terme de phase  $\Phi_s$  dû à la propagation à travers la fente est alors identique pour chacune des fentes. La conception des lentilles de Huygens ne repose donc plus sur la modulation de la phase à travers la modulation de l'indice effectif mais uniquement sur les interférences d'ondes. Afin que les fentes *secondaires* restent dans un régime monomode, leur largeur  $w$  doit rester inférieure à  $\frac{\lambda}{2}$ . Finalement, la largeur  $w$  des fentes est telle que :

$$2\delta < w \leq \frac{\lambda}{2} \quad (4.8)$$

Dans un tel système, le métal est utilisé comme un matériau opaque dans lequel les fentes sont gravées. Il peut être remplacé par n'importe quel autre matériau opaque dans le domaine spectral considéré. De plus, la hauteur des fentes n'influence plus le profil de phase codé par la lentille de Huygens, on peut donc prendre des fentes peu profondes, typiquement de l'ordre de 100 nm dans le visible.

Enfin, notons que l'efficacité de transmission des lentilles de Huygens est directement proportionnelle à l'ouverture géométrique de la lentille soit au rapport entre la somme des largeurs des fentes et l'ouverture totale du système. Par conséquent, la largeur  $D_0$  de l'ouverture centrale étant fixée par la distance focale désirée, on choisit la largeur  $w$  des fentes *secondaires* de la structure la plus large possible tout en respectant la condition du régime monomode afin d'augmenter l'efficacité de transmission.

### 4.1.4 Exemple d'une lentille de Huygens dans le visible

Je présente dans la suite un exemple de conception d'une lentille de Huygens capable de focaliser dans l'air une onde plane polarisée TM sous incidence normale à la longueur d'onde  $\lambda = 650$  nm à la distance focale  $F$  de 3  $\mu\text{m}$ . Je considère le cas illustré sur la figure 4.4(a), d'une lentille de Huygens symétrique à 7 fentes correspondant à une fente centrale (largeur  $D_0$ ) et 3 paires de fentes *secondaires* (largeur  $w = 300$  nm). A partir des équations 4.2 et 4.7, on détermine la largeur  $D_0 = 2,4$   $\mu\text{m}$  ainsi que les abscisses des fentes *secondaires*

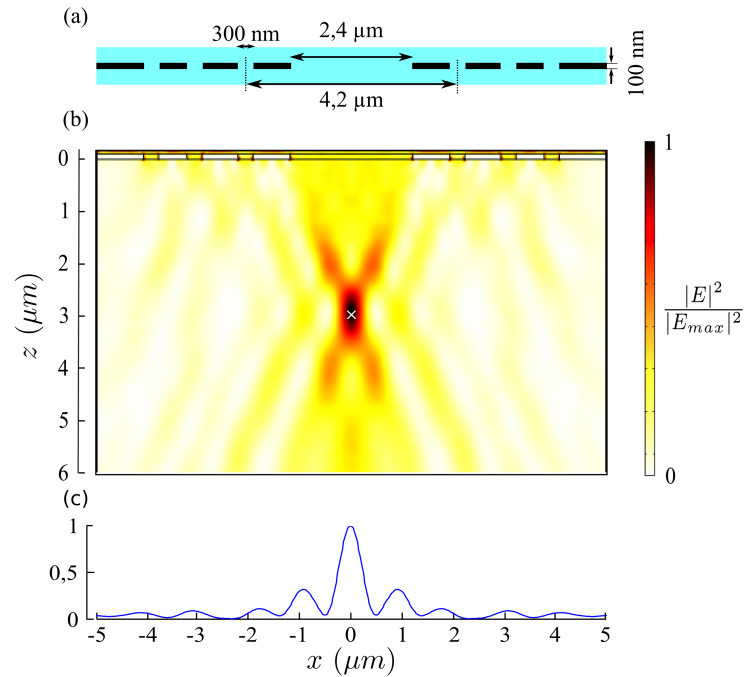


FIGURE 4.4 – (a) Structure d’une lentille de Huygens à 7 fentes (dont l’ouverture centrale) focalisant une onde plane sous incidence normale à la distance focale de  $3 \mu\text{m}$  à  $\lambda = 650 \text{ nm}$ . L’épaisseur de la paroi d’or est de  $100 \text{ nm}$  et le système est placé dans l’air. Les abscisses des fentes *secondaires* sont données dans le tableau 4.1. (b) Carte d’intensité du champ électrique simulée et (c) le profil transversal suivant  $x$  passant par le point focal  $z = F$ .

dont les valeurs sont résumées dans le tableau 4.1. Les fentes sont gravées dans une paroi

$m^{\text{ème}}$ fente	1	2	3
$d_m$ ( $\mu\text{m}$ )	2,1	3,1	3,9

TABEAU 4.1 – Position des fentes *secondaires* de la lentille de Huygens décrite dans la figure 4.4.

d’or d’épaisseur  $100 \text{ nm}$ , cette épaisseur est supérieure à  $2\delta$  empêchant une quelconque transmission dans les zones non gravées de la paroi. La permittivité  $\epsilon_m$  de l’or est décrite par un modèle de Drude suivant les données du Palik<sup>3</sup>  $\epsilon_m(\lambda) = 1 - \left[ \left( \frac{\lambda_p}{\lambda} + i\gamma \right) \frac{\lambda_p}{\lambda} \right]^{-1}$  avec  $\lambda_p = 159 \text{ nm}$  et  $\gamma = 0.0077$ . La carte de l’intensité du champ électrique ainsi que son profil transversal (suivant la direction  $x$ ) au point focal correspondant sont représentés respectivement sur les figures 4.4(b) et (c). La distance focale obtenue est bien égale à  $3 \mu\text{m}$ . On remarque également que malgré la simplicité du système et la présence de lobes secondaires dans le profil de l’intensité, la tache focale présente un contour net et un fort contraste d’environ 90%.

<sup>3</sup>PALIK, 1985.

## 4.2 Influence des fentes secondaires sur les propriétés de focalisation

Je m'intéresse désormais à l'influence de l'abscisse, du nombre et de la largeur des fentes *secondaires* sur les propriétés de focalisation des lentilles de Huygens, les autres paramètres étant fixés. Pour l'ensemble des études je fixe (sauf mention contraire) la largeur de la fente centrale  $D_0$  à  $3,2 \mu\text{m}$  pour focaliser une lumière sous incidence normale polarisée TM à  $\lambda = 650 \text{ nm}$  à une distance focale de  $5 \mu\text{m}$  dans l'air. L'épaisseur de la paroi d'or est fixée à  $100 \text{ nm}$  et la largeur des fentes secondaires  $w$  à  $300 \text{ nm}$ . Je considère toujours des systèmes symétriques par rapport à l'axe optique ( $x = 0$ ), enfin je définis la distance  $D_m$  entre les  $m^{\text{èmes}}$  fentes *secondaires* situées à droite et à gauche de l'axe telle que :

$$D_m = |d_m^+ - d_m^-| \quad (4.9)$$

### 4.2.1 Influence de la position des fentes

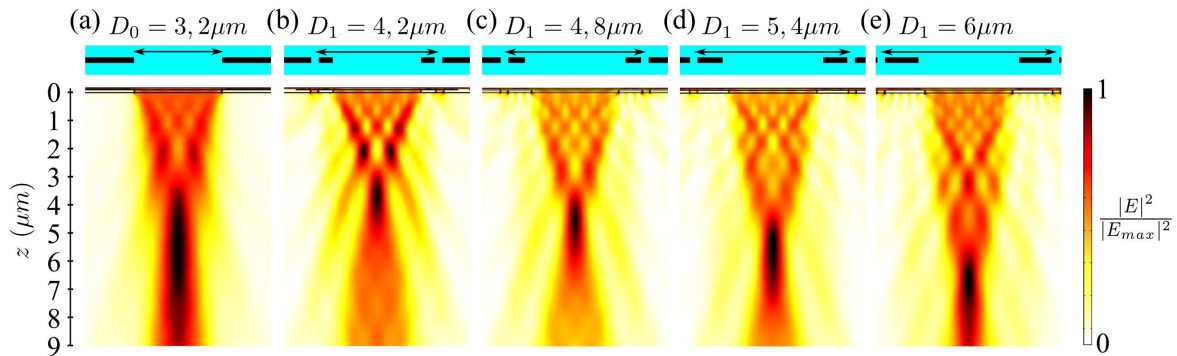


FIGURE 4.5 – (a) Carte d'intensité du champ électrique à  $\lambda = 650 \text{ nm}$  pour une ouverture rectangulaire seule de largeur  $D_0 = 3,2 \mu\text{m}$  gravée dans une paroi de  $100 \text{ nm}$  d'or. (b-e) Cartes d'intensité du champ électrique de l'ouverture rectangulaire précédente entourée par une paire de fentes *secondaires* de largeur  $300 \text{ nm}$  placées de part et d'autre de l'axe optique ( $x = 0$ ) pour des valeurs de la distance  $D_1$  égales respectivement à  $4,2/ 4,8/ 5,4$  et  $6 \mu\text{m}$ .

La carte de l'intensité du champ électrique de l'ouverture centrale seule est représentée sur la figure 4.5(a) . Cette fente crée une tache de diffraction avec une profondeur de champ dans la direction  $z$  allant de  $4$  à  $8 \mu\text{m}$  définie comme la distance sur laquelle la valeur de l'intensité est supérieure à  $90\%$  de sa valeur maximale. Le long de cette tache, la valeur de la phase reste quasi-constante et apparaît dès lors comme un paramètre de liberté pour le système. La position des fentes *secondaires* permet de fixer sa valeur et par conséquent de modifier la distance focale de la lentille de Huygens. En effet dans les figures 4.5(b-e), la carte d'intensité du champ électrique est représentée lorsqu'une seule paire de fentes *secondaires* monomodes est ajoutée à l'ouverture  $D_0$ , pour différentes valeurs de  $D_1$  (respectivement  $4,2$ ,  $4,8$ ,  $5,4$  et  $6 \mu\text{m}$ ). L'ajout d'une paire de fentes monomodes conduit à la fois à élargir l'ouverture de la lentille résultante et également à réduire taille de la tache focale, on définit



la taille de la tache focale selon  $z$  (resp. selon  $x$ ) par la largeur à mi-hauteur (50%) du maximum longitudinal (notée par la suite par l'acronyme anglais **FWHMz** ou **FWHMx**) de l'intensité du champ électrique. Cela permet de sélectionner un point focal spécifique parmi la plage de valeurs définie par l'ouverture centrale, en fonction de la valeur de la distance  $D_1$ .

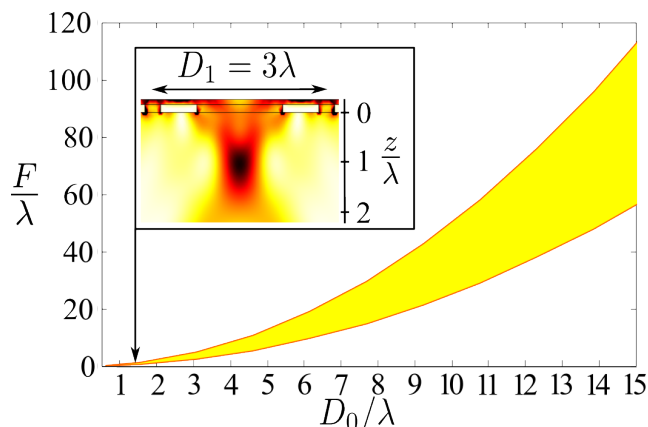


FIGURE 4.6 – La surface jaune représente l'évolution de la plage de distance focale accessible en fonction de la largeur de l'ouverture centrale  $D_0$ , pour des valeurs de  $D_1$  évoluant de  $D_0 + w$  à  $2D_0$  avec  $w = 300$  nm. L'encart représente la carte d'intensité du champ électrique pour une lentille de Huygens avec  $D_0 = \frac{3}{2}\lambda$  et  $D_1 = 3\lambda$ .

On constate également que l'intensité du point focal reste constante lorsque la valeur de  $D_1$  varie. La possibilité de modifier la distance focale à une échelle micrométrique en ne jouant que sur  $D_1$  démontre la tolérance du système relativement à la position des fentes *secondaires*. Ces résultats restent valides pour d'autres valeurs de  $D_0$  comme le montre la figure 4.6 décrivant l'évolution de la plage de distances focales  $F$  accessibles lorsque les valeurs de  $D_0$  évoluent de  $\lambda/2$  à  $15\lambda$ . Pour chaque valeur de  $D_0$ , la distance  $D_1$  varie de  $D_0 + w$  à  $2D_0$ . L'encart de la figure 4.6 montre la focalisation d'une lentille de Huygens avec  $D_0 = \frac{3}{2}\lambda$  et  $D_1 = 3\lambda$ , démontrant qu'il existe toujours une tache focale bien contrastée pour des dimensions proches de la limite de diffraction. Ces résultats sont également obtenus dans le cas de lentilles de Huygens avec un plus grand nombre de paires de fentes *secondaires*, cependant leur description est plus difficile à appréhender.

## 4.2.2 Influence du nombre de fentes

Je démontre qu'il est possible d'améliorer les capacités de focalisation des lentilles de Huygens en augmentant le nombre de fentes *secondaires*. Pour cela, je considère des structures composées de 3 à 7 fentes (dont la fente centrale), les distances  $D_m$  pour chaque paire étant calculées à partir des équations 4.7 et 4.9 afin d'obtenir une lentille de Huygens focalisant à  $5\mu\text{m}$ , comme l'illustrent les schémas au-dessus des figures 4.7(a-c). La surface de la tache focale est calculée à partir de FWHMx longitudinale et FWHMz transversale, en assimilant le contour de la tache à une ellipsoïde<sup>4</sup>. L'observation des cartes d'intensité du champ élec-

<sup>4</sup>Surface =  $\pi \times \text{FWHMx} \times \text{FWHMz}$

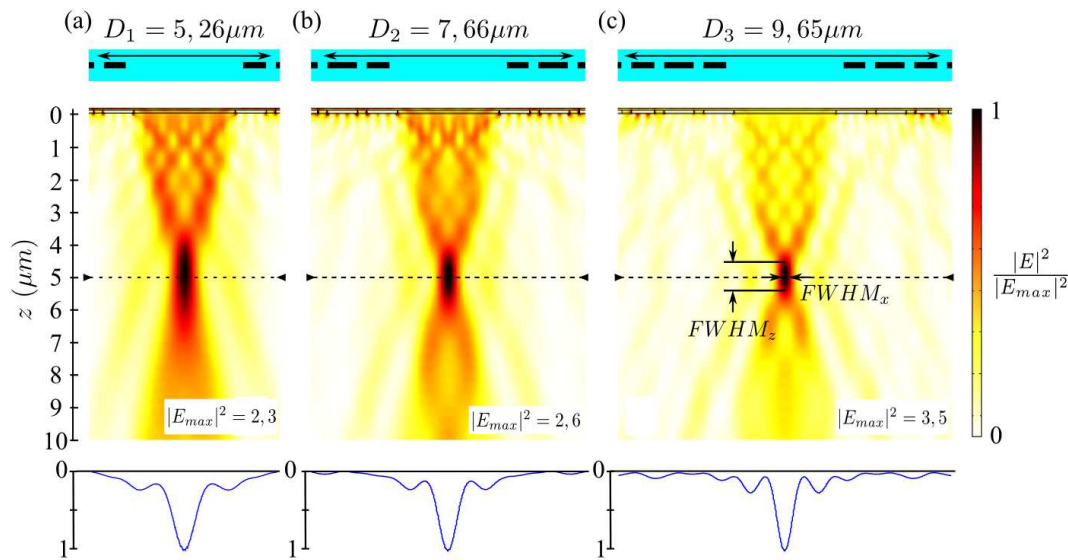


FIGURE 4.7 – (a-c) Carte d'intensité du champ électrique à  $\lambda = 650$  nm pour des lentilles de Huygens constituées respectivement de 3, 5 et 7 fentes éclairées par une onde incidente d'intensité unitaire. Au-dessus sont schématisées les structures correspondantes. En dessous, les profils transversaux pris à  $z = 5$   $\mu\text{m}$  correspondant à l'intensité du champ électrique normalisée dans chaque cas par sa valeur maximale.

trique représentées sur les figures 4.7(a-c) montre une amélioration qualitative des propriétés de focalisation des lentilles : plus leur ouverture est large, plus la surface de la tache focale est petite.

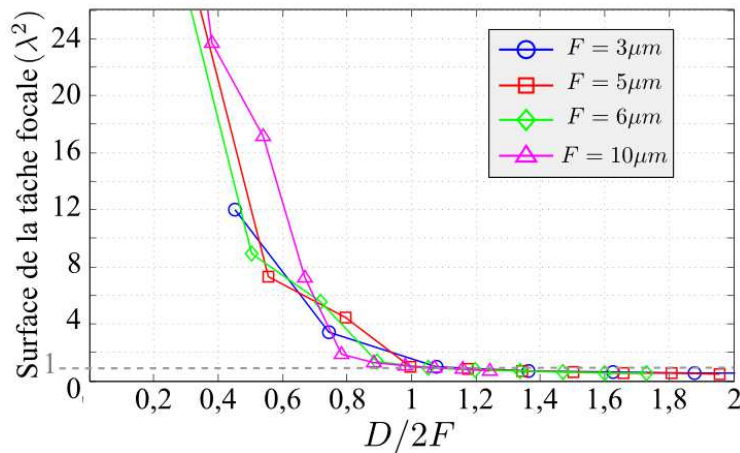


FIGURE 4.8 – Évolution de la surface de la tache focale en fonction de l'ouverture totale de la lentille  $D$  normalisée par  $2F$  pour différentes valeurs de distance focale  $F$ .

La figure 4.8 décrit l'évolution de la surface de la tache focale en fonction de l'ouverture normalisée  $D/2F$  de la lentille pour différentes valeurs de distance focale. On montre clairement que l'amélioration de la focalisation s'arrête dès lors que le nombre de fentes ajoutées au système conduit à une ouverture totale supérieure à  $2F$ . Pour cette valeur optimale, la

surface de la tache est de l'ordre de  $\lambda^2$  à comparer avec des surfaces supérieures à  $30\lambda^2$  lorsqu'on considère la figure de diffraction obtenue avec l'ouverture centrale seule (sténopé simple). Le profil transversal au point focal  $z = 5 \mu\text{m}$  est représenté en dessous de chacune des figures 4.7(a-c). On constate que l'intensité des lobes secondaires reste toujours 5 fois inférieure à l'intensité maximale obtenue au point focal.

### 4.2.3 Étude de la dispersion

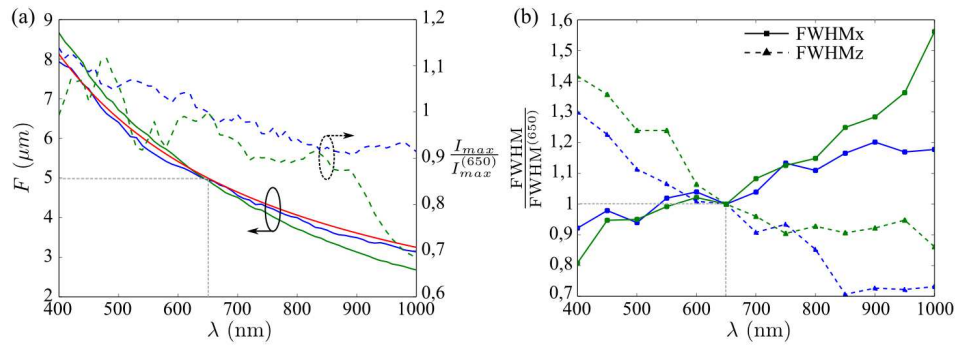


FIGURE 4.9 – (a) En trait plein, l'évolution de la distance focale des lentilles de Huygens décrites dans la figure 4.7 en fonction de la longueur d'onde incidente  $\lambda$  dans les cas d'une structure à 3 fentes (vert) et à 7 fentes (bleu). En trait pointillé, l'évolution de l'intensité au point focal. La courbe rouge représente la dispersion de la distance focale en fonction de la longueur d'onde calculée à partir de l'équation 4.2 avec  $D_0 = 3,2 \mu\text{m}$ . (b) Évolution de FWHMx et FWHMz de la lentille normalisée par la valeur à  $\lambda_0$  donnée dans le tableau 4.2 en fonction de la longueur d'onde incidente.

Les lentilles de Huygens sont par construction des systèmes dispersifs puisque leur conception repose sur les interférences entre les ondes transmises par les fentes. Afin de quantifier cette dispersion, j'étudie l'évolution des propriétés de focalisation d'une lentille de Huygens de référence. Cette lentille est conçue pour focaliser un front d'onde plan sous incidence normale à la longueur d'onde  $\lambda_0 = 650 \text{ nm}$  à la distance focale de  $5 \mu\text{m}$ , je considère les cas où la lentille est constituée de 3 ou 7 fentes. Le tableau 4.2 résume les valeurs des grandeurs caractérisant les propriétés de focalisation de ces lentilles. La figure 4.9(a) décrit l'évolution de la distance focale des lentilles de référence à 3 fentes (courbe bleue) et à 7 fentes (courbe verte) lorsque la longueur d'onde  $\lambda$  varie de  $400 \text{ nm}$  à  $1 \mu\text{m}$ . Pour les deux systèmes, la distance focale correspondante évolue sur une plage de  $8,5$  à  $2,5 \mu\text{m}$ . L'évolution de la distance focale obtenue à partir de l'équation 4.2 décrivant la diffraction d'un plan d'onde par une ouverture rectangulaire de largeur  $D_0 = 3,2 \mu\text{m}$  est tracée sur la figure 4.9(a) (courbe rouge). On constate qu'il y a un bon accord entre les prédictions théoriques décrites par l'ouverture simple et les résultats obtenus. L'évolution de l'intensité au point focal normalisée par les valeurs à  $\lambda_0$  (cf. Tab. 4.2) en fonction de  $\lambda$  est représentée en pointillé sur la figure 4.9(a). La valeur de l'intensité du point focal de la lentille reste proche de la valeur obtenue à  $\lambda_0$  (la variation de  $I_{max}$  représente moins de 20% de  $I_{max}^{(650)}$ ) pour des longueurs d'onde allant de  $400$  à  $900 \text{ nm}$ . Enfin, la figure 4.9(b) représente les évolutions de FWHMx (trait plein) et FWHMz (trait pointillé) de la tache focale en fonction de la longueur d'onde.

Lentille	$I_{max}^{(650)}$	$F$ ( $\mu\text{m}$ )	$\text{FWHM}_x^{(650)}$ (nm)	$\text{FWHM}_z^{(650)}$ ( $\mu\text{m}$ )
3 fentes	2,3	5	730	7,6
7 fentes	3,4	5	490	1,8

TABLEAU 4.2 – Valeurs de l'intensité au point focal  $I_{max}^{(650)}$ , de la distance focale  $F$ , de  $\text{FWHM}_x^{(650)}$  et  $\text{FWHM}_z^{(650)}$  des lentilles de Huygens de référence à 3 fentes et 7 fentes conçues à  $\lambda_0 = 650$  nm.

On constate que les valeurs de FWHM obtenues restent de l'ordre de grandeur des valeurs obtenues à  $\lambda_0$ . Ces résultats démontrent que les lentilles de Huygens sont dispersives mais qu'elles conservent des propriétés de focalisation.

### 4.3 Matrice de lentille de Huygens

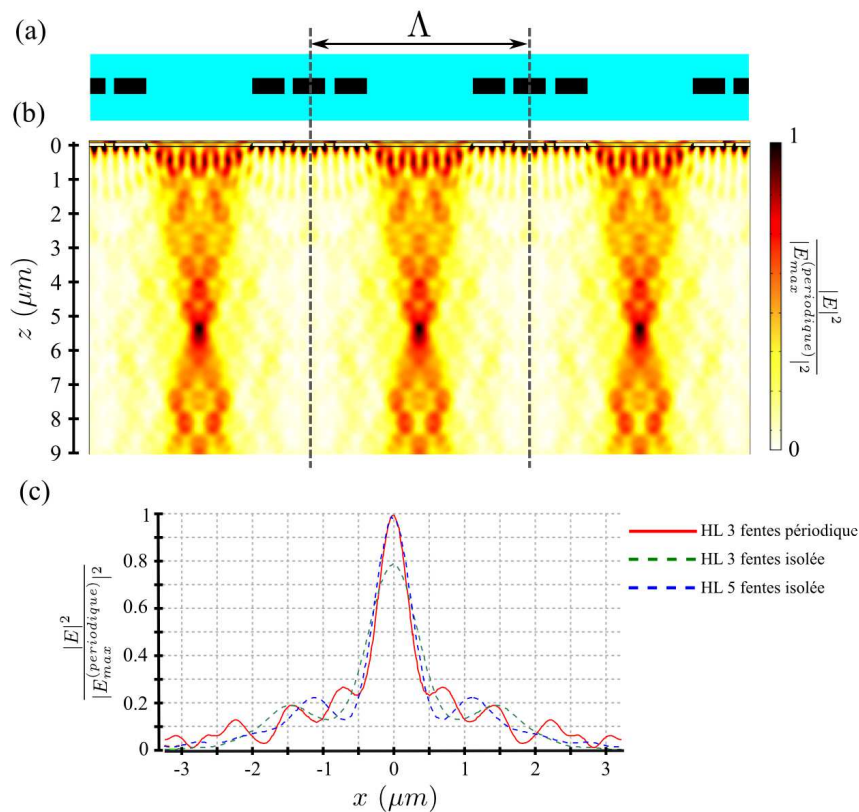


FIGURE 4.10 – (a) Schéma de la structure périodique de lentilles de Huygens à 3 fentes représentée sur 3 périodes avec une période  $\Lambda = 6,46 \mu\text{m}$ . (b) Carte d'intensité du champ électrique normalisée correspondant à  $\lambda = 650$  nm. (c) Profil transversal de l'intensité normalisée par le maximum d'intensité  $|E_{max}^{(periodique)}|^2$  pris au point focal dans le cas périodique (courbe rouge continue) comparé avec les profils transversaux obtenus pour des lentilles de Huygens isolée avec 3 fentes (courbe verte pointillée) et 5 fentes (courbe bleue pointillée).

Les fentes *secondaires* monomodes ont des largeurs fixées identiques. Je montre qu'il est possible d'utiliser cette contrainte pour concevoir une matrice de micro-lentilles. Afin d'illustrer cet effet, la carte d'intensité du champ électrique d'un réseau de lentilles de Huygens composée de 3 fentes est représentée sur la figure 4.10 sur une extension spatiale de 3 périodes. Les dimensions de la lentille de Huygens élémentaire sont identiques à celles de la lentille isolée de la figure 4.7(a), répétée avec une période  $\Lambda = 6,46 \mu\text{m}$ . La lentille de Huygens périodique focalise le champ incident dans une tache focale ( $\text{FWHM}_x = 700 \text{ nm}$  et  $\text{FWHM}_z = 2,8 \mu\text{m}$ ) à la distance focale de  $F = 5,4 \mu\text{m}$ . La comparaison de ces valeurs avec celles de la lentille seule à 3 fentes rappelées dans le tableau 4.2 montre que la périodicité diminue la tache focale et augmente la distance focale. On vérifie ces résultats avec la comparaison des profils transversaux de l'intensité normalisée du champ électrique pris au niveau du point focal correspondant à la lentille périodique (courbe rouge continue) et isolée (courbe verte continue) tracés sur la figure 4.10(c). On ajoute le profil transversal d'une lentille de Huygens isolée à 5 fentes sur la figure 4.10(c) (courbe en pointillés bleus). La comparaison des profils de la lentille périodique à 3 fentes et isolée à 5 fentes met en évidence des similitudes puisque nous obtenons les mêmes valeurs de  $\text{FWHM}_x$  et d'intensité du point focal. J'ai ainsi mis en évidence que la périodicité des lentilles de Huygens est un moyen de réduire l'ouverture nécessaire pour obtenir une performance de focalisation donnée.

## 4.4 Exemples d'applications des lentilles de Huygens

### 4.4.1 Lentille de Huygens pour la compensation d'angle

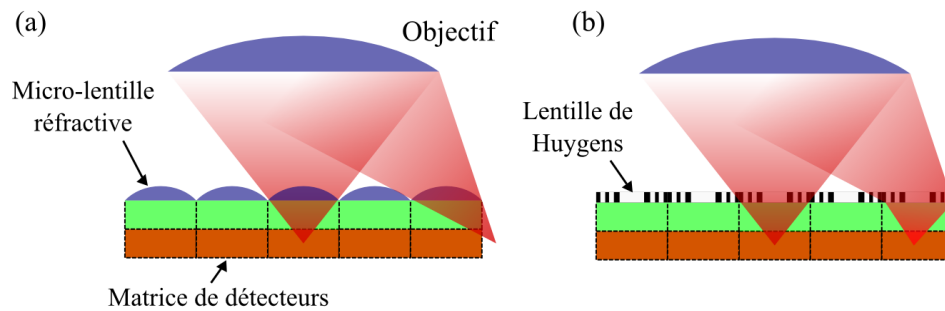


FIGURE 4.11 – (a) Schéma d'un détecteur avec une matrice de micro-lentilles réfractives. Toutes les micro-lentilles étant identiques, on observe une diminution de l'efficacité de la détection et une grande diaphonie pour les micro-lentilles périphériques. (b) Schéma d'un détecteur équipé cette fois-ci d'une matrice de lentilles de Huygens. Chaque lentille de Huygens est conçue de sorte à compenser un angle d'incidence donné déterminé par la position de la lentille sur le détecteur.

Le concept des lentilles de Huygens présente un autre intérêt pour le développement d'un composant optique plan intégrant la combinaison de fonctions prisme et lentille. Ce composant est une lentille plane focalisante capable de compenser un angle d'incidence en recentrant le point de focalisation sur l'axe optique du dispositif<sup>5</sup>. Ce type de composants

<sup>5</sup>VERSLEGERS et al., 2009.

est utile, par exemple, pour réduire la diaphonie entre deux pixels voisins d'un détecteur comme illustré sur la figure 4.11.

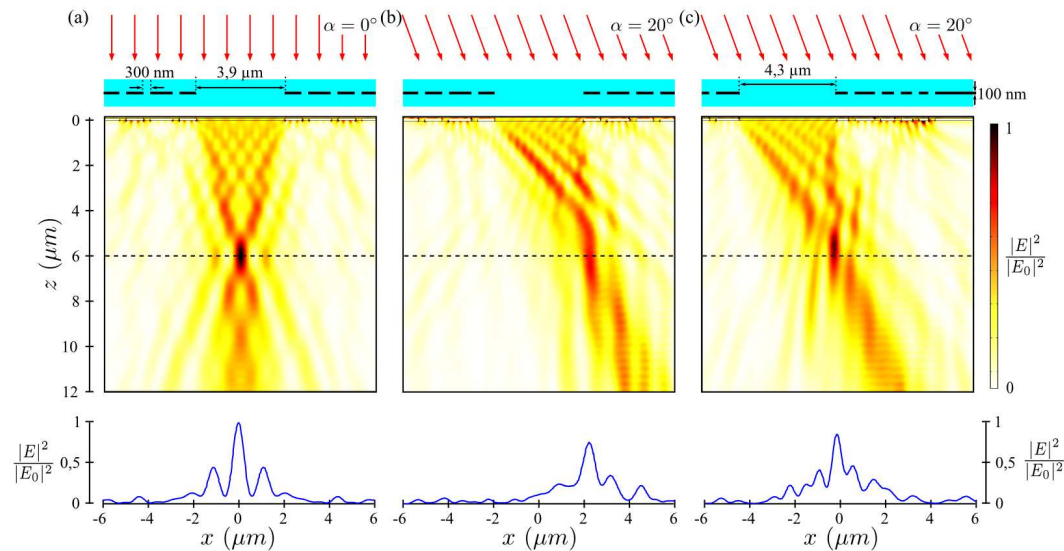


FIGURE 4.12 – Une lentille de Huygens symétrique à 7 fentes focalisant à  $6 \mu\text{m}$  à  $\lambda = 650 \text{ nm}$  est éclairée (a) sous incidence normale et (b) avec un angle d'incidence de  $20^\circ$ . (c) Lentille de Huygens asymétrique à 7 fentes focalisant à  $6 \mu\text{m}$  et compensant un angle d'incidence de  $20^\circ$ . L'épaisseur de la couche structurée d'or est de  $100 \text{ nm}$  placée dans de l'air. La carte d'intensité du champ électrique et le profil transversal  $z = 6 \mu\text{m}$  correspondants sont représentés en dessous de chaque structure.

On représente le comportement d'une lentille de Huygens symétrique à 7 fentes conçue pour focaliser à  $F = 6 \mu\text{m}$  à la longueur d'onde de  $650 \text{ nm}$  en incidence normale sur la figure 4.12(a) et sous une incidence de  $20^\circ$  sur la figure 4.12(b). On constate que le point focal est décalé suivant la direction  $x$  de  $2 \mu\text{m}$  à  $20^\circ$  d'incidence ce qui est en accord avec la loi  $F \sin(\alpha)$  donnant la projection du point focal suivant  $x$ . Je fixe l'ouverture totale maximale de la lentille à  $12 \mu\text{m}$ , cette distance délimite la distance maximale entre les deux fentes extérieures de la lentille de Huygens. A partir du formalisme décrit par les équations 4.7, on détermine l'abscisse des fentes *secondaires* pour compenser un angle de  $20^\circ$  et toujours focaliser à une distance  $z$  de  $6 \mu\text{m}$  dans le plan  $x = 0$ . La structure de la lentille obtenue consiste en 7 fentes, dont l'ouverture centrale, distribuées de façon asymétrique autour de l'axe optique comme décrit en haut de la figure 4.12(c). L'observation de la carte de champ de l'intensité du champ électrique correspondante et de son profil transversal à  $z = 6 \mu\text{m}$  démontre que le point focal est bien centré en  $x = 0$ .

La figure 4.13 représente des lentilles de Huygens compensant des angles d'incidence de  $10^\circ$  et  $30^\circ$ . Ces résultats démontrent la possibilité de réaliser grâce au formalisme des lentilles de Huygens une combinaison d'une lentille et d'un prisme. Ces résultats ouvrent la voie à la conception de matrices de lentilles de Huygens qui, placées au-dessus d'une matrice de détecteur, permettent de réduire la diaphonie entre les différents canaux.

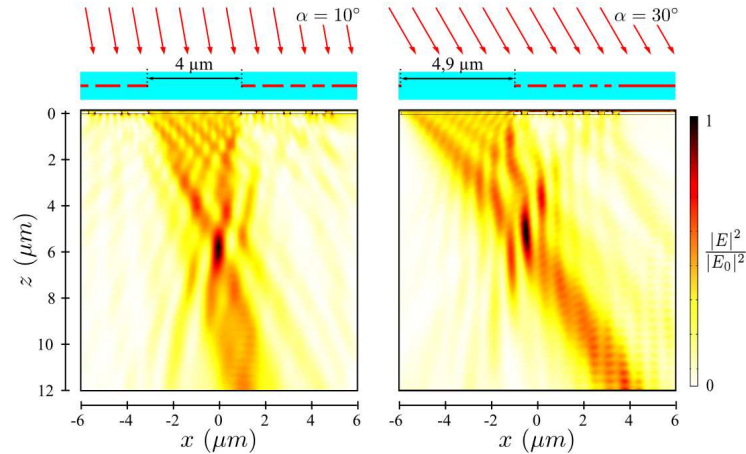


FIGURE 4.13 – Lentilles de Huygens asymétriques à 7 fentes focalisant à  $6 \mu\text{m}$  à  $\lambda = 650 \text{ nm}$  et compensant des angles d'incidence de (a)  $\alpha = 10^\circ$  et (b)  $\alpha = 30^\circ$ . L'épaisseur de la couche structurée d'or est de  $100 \text{ nm}$  placée dans de l'air. En dessous de chaque structure est représentée la carte d'intensité du champ électrique correspondante.

#### 4.4.2 Détermination de la FTM de détecteurs infrarouges

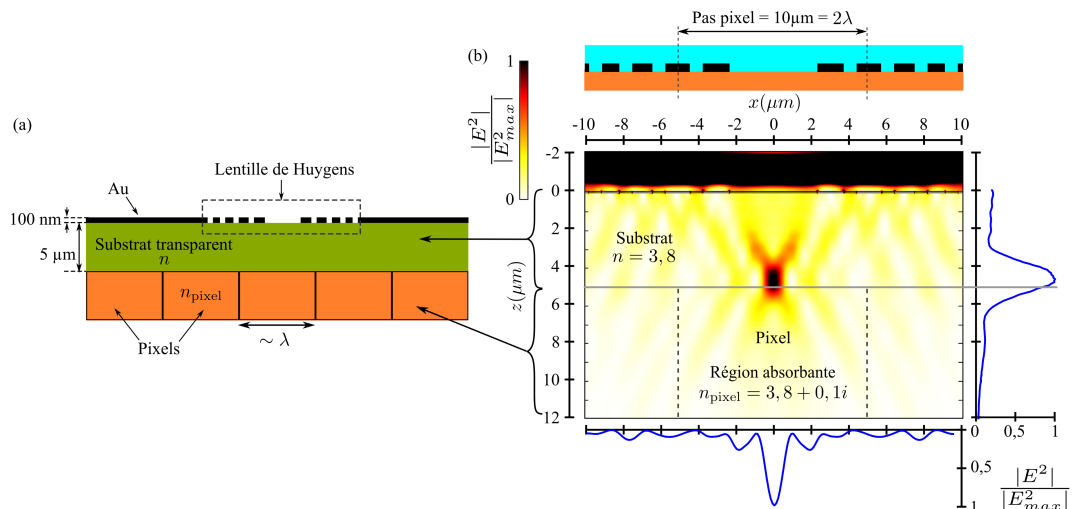


FIGURE 4.14 – (a) Schéma de la matrice de détecteurs infrarouges à petits pas pixel (de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde) recouverte d'un substrat continu d'indice optique  $n = 3,8$ . La région absorbante du pixel est décrite par un indice optique  $n_{\text{pixel}} = 3,8 + 0,1i$ . (b) Illustration de l'intérêt des lentilles de Huygens pour la mesure de la réponse impulsionnelle spatiale du pixel. On représente la carte d'intensité du champ électrique et ses profils transversal et longitudinal passant par le point focal, obtenus avec une lentille de Huygens à 9 fentes gravées dans une couche d'or de  $100 \text{ nm}$  d'épaisseur à  $\lambda = 5 \mu\text{m}$ .

Nous avons montré précédemment que les lentilles de Huygens optimisées permettent de focaliser un front d'onde incident dans une tâche focale avec une extension spatiale transversale (suivant  $x$ ) typiquement de l'ordre de  $\lambda/(2n)$  où  $n$  est l'indice optique du milieu et un

contraste supérieur à 70%. La réalisation technologique des lentilles de Huygens repose sur la gravure de fentes avec des rapports d'aspect inférieurs à 1 dans une fine couche métallique. Nous montrons dans ce paragraphe que ces performances sont intéressantes pour la caractérisation expérimentale de matrices de détecteurs infrarouges à petit pas pixel ( $<15 \mu\text{m}$ ) développées par le CEA/LETI et particulièrement pour la détermination de la fonction de transfert de modulation (FTM).

La FTM est le critère d'évaluation des performances d'un composant optique dont la valeur est comprise entre 0 et 1, concrètement elle décrit l'aptitude du système à résoudre *i.e.* discerner le maximum et le minimum d'amplitude, d'un signal incident en fonction de sa fréquence spatiale. En d'autres termes, si à une fréquence spatiale donnée la FTM est de 1 alors celle-ci sera transmise sans perturbation par le système, au contraire une FTM de 0 indique que le signal incident sera totalement perturbé et indistinguable du bruit. Il est possible de déterminer la FTM d'un détecteur optique à partir de la connaissance de sa réponse impulsionnelle spatiale (RIS) qui correspond pratiquement à la réponse optique d'un pixel à un éclairage localisé, *i.e.* avec une extension spatiale transversale inférieure à l'ouverture du pixel<sup>6</sup>.

Dans le cas des matrices de détecteurs infrarouges avec un pas pixel de  $10 \mu\text{m}$ , leur caractérisation à la longueur d'onde  $\lambda \in [2 - 5] \mu\text{m}$  requiert un échantillonnage spatial minimum de 6 points par pixel, soit une extension spatiale maximale de l'éclairage de l'ordre de  $1,6 \mu\text{m}$ . De plus, on considère que la matrice de détecteur est recouverte d'un substrat transparent d'indice optique  $n = 3,8$  d'une épaisseur de  $5 \mu\text{m}$ . On montre sur la figure 4.14(b) que ce cahier des charges est respecté avec l'utilisation d'une lentille de Huygens à 9 fentes, gravées dans une couche d'or de  $100 \text{ nm}$ , placée directement sur le substrat comme schématisé sur la figure 4.14(a). L'ouverture de cette lentille est de  $20 \mu\text{m}$  et l'extension spatiale de la tache focale (FWHMx) pour une longueur d'onde de  $\lambda = 5 \mu\text{m}$  au niveau de l'interface substrat/pixel est de  $800 \text{ nm}$ .

Ces résultats théoriques témoignent de l'intérêt de l'utilisation des lentilles de Huygens pour la détermination de la FTM de détecteurs optiques. L'ONERA, le CEA et la société SOFRADIR se sont associés pour fabriquer un prototype de matrices de détecteurs infrarouges avec des lentilles de Huygens avec un pas pixel de  $30 \mu\text{m}$  afin de valider le potentiel de ce nouveau type de caractérisation.

## 4.5 Conclusion

### 4.5.1 Comparaison avec les lentilles plasmoniques

Je compare les propriétés de focalisation des lentilles de Huygens avec les performances des lentilles plasmoniques. Pour illustrer cela, je prends comme référence la lentille plasmonique proposée par Yu *et al.*<sup>7</sup> représentée sur la figure 4.15(a). Celle-ci est conçue pour focaliser en incidence normale une onde plane polarisée TM à  $\lambda = 650 \text{ nm}$  à la distance focale de  $3 \mu\text{m}$ . L'épaisseur de couche structurée d'or est fixée à  $450 \text{ nm}$ . Comme je l'ai déjà mentionné pour ce type de lentille, le déphasage de la structure est principalement dû au

<sup>6</sup>HECHT, FAVEUR et MEYZONNETTE, 2005.

<sup>7</sup>YU et ZAPPE, 2011.



terme de phase interne  $\Phi_g$ . Il dépend de la largeur et de la hauteur des fentes métalliques. Par conséquent, la lentille plasmonique considérée consiste en une juxtaposition de 53 fentes nanométriques avec des rapports d'aspect allant de 5 à 37, ce qui est difficile à fabriquer. Néanmoins, les performances atteintes avec cette lentille définissent des références théoriques de comparaison. La carte d'intensité du champ électrique et le profil transversal au point focal correspondant sont représentés sur la figure 4.15(b) et (c). On constate que la tâche focale est bien définie, l'intensité des lobes secondaires étant négligeable par rapport à celle du lobe principal du profil transversal.

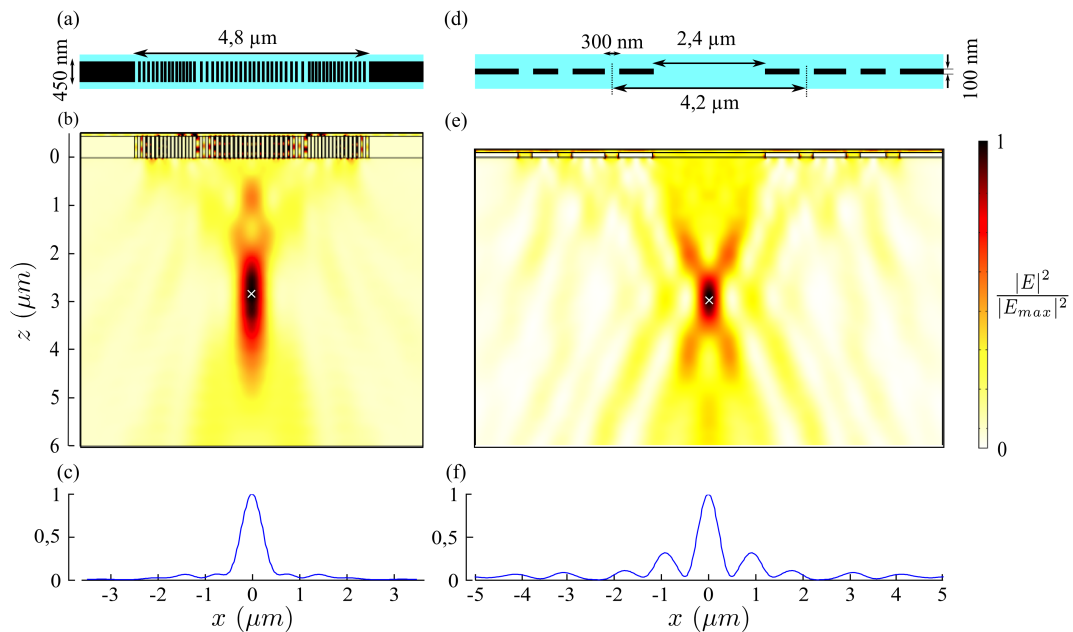


FIGURE 4.15 – Structures pour une distance focale de  $3 \mu\text{m}$  à  $\lambda = 650 \text{ nm}$  (a) d'une lentille plasmonique et (d) de la lentille de Huygens à 7 fentes présentées dans le paragraphe 4.1.4. Dans le cas du système plasmonique l'épaisseur de la couche structurée d'or est de  $450 \text{ nm}$  placée dans l'air. (b,e) Cartes d'intensité du champ électrique simulées et (c,f) les profils transversaux pris au point focal correspondant à chaque lentille.

Les figures 4.15(d-f) décrivent la focalisation obtenue avec la lentille à 7 fentes présentée dans le paragraphe 4.1.4. La comparaison de ces résultats avec ceux de la lentille plasmonique montre que les capacités de focalisation de ces deux lentilles sont comparables. En effet, la distance focale et la surface de la tache focale ont respectivement des valeurs et un contour sensiblement identiques. Néanmoins le contraste de la tache focale est légèrement inférieur pour la lentille de Huygens (70% contre 95% pour les lentilles plasmoniques). Ces résultats démontrent qu'avec une structure plus simple et technologiquement réaliste, les lentilles de Huygens ont des propriétés de focalisation comparables à celles obtenues avec des lentilles plasmoniques.

### 4.5.2 Étude de la tolérance des lentilles de Huygens

Je viens de démontrer que les lentilles de Huygens sont capables malgré leur structure très simplifiée de focaliser un plan d'onde incident. Je quantifie la tolérance des propriétés de focalisation des lentilles de Huygens en déterminant la variation de la distance focale résultant d'une variation de l'abscisse des fentes secondaires  $d_m$  ou de la largeur  $D_0$  de l'ouverture centrale. Je détermine ces grandeurs dans le cas de la lentille de Huygens à 7 fentes focalisant à une distance focale  $F = 5 \mu\text{m}$  à  $\lambda = 650 \text{ nm}$  déjà étudiée (cf. Fig. 4.7(c)). Ainsi une variation  $\Delta x$  de l'abscisse des fentes *secondaires* d'une amplitude de  $w/2$  par rapport à leur position d'origine (*i.e.*  $\langle \frac{\Delta x}{w} \rangle = 50\%$ ) conduit à une variation d'environ 8% de la distance focale  $\langle \frac{\Delta F}{F} \rangle$ . Au contraire, une variation de la largeur  $D_0$  de plus ou moins 150 nm autour de sa valeur d'origine (*i.e.*  $\langle \frac{\Delta D_0}{D_0} \rangle \sim 5\%$ ) entraîne une variation de la distance focale  $\langle \frac{\Delta F}{F} \rangle$  inférieure à 1%, donc négligeable. Ces résultats sont en accord avec les conclusions de l'étude de l'influence de la position des fentes *secondaires* sur la distance focale. En effet, nous avons vu que celle-ci est fixée par la position des fentes *secondaires* dans la plage de valeurs accessibles déterminée par la largeur  $D_0$ . Ainsi, une légère variation de la valeur de  $D_0$  entraîne une légère variation de cette plage sans pour autant "interdire" la valeur de la distance focale initiale. Les lentilles de Huygens se révèlent donc très tolérantes aux imprécisions de fabrication contrairement aux lentilles plasmoniques ou, dans une moindre mesure, au concept MMultiDM.

### 4.5.3 Montage d'un banc optique de caractérisation

L'ensemble des résultats présentés provient de simulations numériques, leur confirmation nécessite de réaliser un banc optique de mesure capable d'acquérir les cartes en intensité du champ électrique présentées tout au long de ce chapitre. J'ai ainsi commencé à développer un microscope confocal fonctionnant dans l'infrarouge afin de caractériser au sein du laboratoire ONDA les lentilles de Huygens en champ proche. Le montage comporte un bras "source" et un bras "microscope" indépendants dans leur réalisation, qui permettent de modifier simplement la source ou le type de caractérisation en transmission ou en réflexion.

### 4.5.4 Conclusion

J'ai présenté dans ce chapitre le concept des lentilles de Huygens reposant sur la combinaison d'une ouverture large entourée de part et d'autre de fentes *secondaires* monomodes. J'ai explicité le formalisme de conception de ces lentilles. La largeur de l'ouverture est déterminée par les propriétés de diffraction des ouvertures infinies rectangulaires, ce qui permet d'établir une plage de valeurs de distances focales. L'ajout des fentes *secondaires* permet alors de sélectionner finement la valeur de la distance focale désirée pour la lentille. J'ai montré que ces lentilles ont un terme de phase interne identique entre toutes les fentes constituant le système. Cette propriété présente plusieurs avantages dont l'obtention de systèmes plans très fins, indépendants de l'épaisseur et de la nature du matériau utilisé. Il suffit seulement que ce dernier soit opaque dans la plage de longueurs d'onde d'intérêt. De plus, les fentes extérieures peuvent être mutualisées entre deux lentilles adjacentes pour la réalisation de matrices de lentilles de Huygens. Le formalisme de conception des lentilles de Huygens conduit également

au développement de nouveaux composants optiques tels que des lentilles à compensation d'angle combinant dans un système plan les fonctions de prisme et de lentille convergente. Ces résultats ont fait l'objet d'une publication<sup>8</sup>. Nous avons également présenté l'intérêt de la structuration plane et les performances de focalisation de ces lentilles pour la caractérisation expérimentale de matrices de détecteurs infrarouges à petit pas pixel.

Enfin, j'ai démontré que les lentilles de Huygens présentent des capacités de focalisation comparables aux résultats des lentilles plasmoniques, tout en gardant une structuration simple et très tolérante aux imprécisions de fabrication.

---

<sup>8</sup>LÉVESQUE et al., 2013.

Troisième partie

Métasurfaces pour le contrôle  
de la polarisation



## Chapitre

# 5

# Contrôle de la polarisation à l'aide de nanoantennes

## Sommaire

---

<b>5.1 Propriétés optiques des antennes MIM rectangulaires . . . . .</b>	<b>75</b>
5.1.1 Réseau d'antennes MIM : une métasurface . . . . .	75
5.1.2 Influence des paramètres géométriques sur le facteur de qualité et la longueur d'onde de résonance . . . . .	76
5.1.3 Tolérance angulaire de l'absorption . . . . .	79
5.1.4 Conclusion . . . . .	80
<b>5.2 La structure MIM bâtonnet : une antenne optique . . . . .</b>	<b>80</b>
5.2.1 Modèle de Fabry-Pérot . . . . .	81
5.2.2 Modèle d'oscillateur électrique dipolaire . . . . .	82
5.2.3 Absorption totale : couplages de résonateurs . . . . .	84
<b>5.3 Fabrication et caractérisation de métasurfaces . . . . .</b>	<b>86</b>
5.3.1 Méthode de fabrication . . . . .	86
5.3.2 Caractérisation optique et simulations . . . . .	89
<b>5.4 Manipulation sub-longueur d'onde de la polarisation linéaire . .</b>	<b>90</b>
5.4.1 Principe . . . . .	91
5.4.2 Influence de $L$ . . . . .	93
5.4.3 Influence de $w$ . . . . .	93
5.4.4 Conclusion . . . . .	95
<b>5.5 Conclusion . . . . .</b>	<b>95</b>

---

Nous venons de décrire des concepts de nanostructures utilisant des guides métalliques plans pour la manipulation de la phase d'un front d'onde en transmission en jouant soit sur la modulation de l'indice optique du mode guidé, soit sur les positions relatives de chacun des guides dans le système. Dans ce dernier cas, l'épaisseur des guides d'ondes traversés n'est plus un paramètre dimensionnant ce qui représente une forte relaxation des contraintes technologiques liées à leur fabrication. Une autre technique pour modifier la phase du front d'onde basée sur la structuration d'un mince film d'or (épaisseur  $<100$  nm) a récemment été introduite dans la littérature<sup>1</sup>. Les nanostructures métalliques se comportent comme des nano-antennes aux longueurs d'onde d'intérêt, et sont capables d'induire un déphasage sur l'onde transmise dans la polarisation orthogonale à celle de l'onde incidente dépendant de leur géométrie. Suivant ces résultats, il a été démontré la réalisation expérimentale de fonctions optiques telles que des prismes ou des lentilles à partir d'une juxtaposition spatiale

---

<sup>1</sup>Ni et al., 2012; YU et al., 2011.

de plusieurs antennes avec des configurations différentes. Néanmoins il est important de noter que seule une faible partie du flux incident est effectivement modifiée conduisant à des efficacités de manipulation dans l'IR inférieure à 10%<sup>2</sup>.

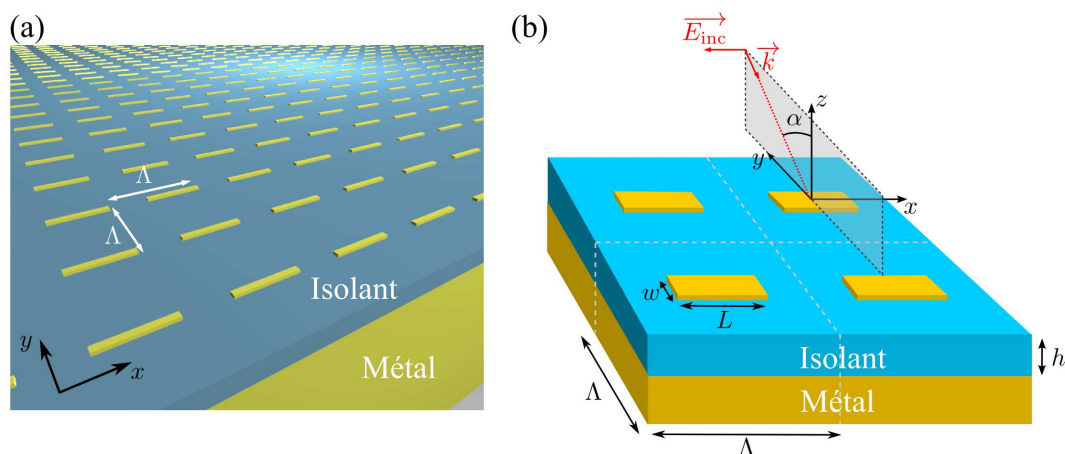


FIGURE 5.1 – (a) Schéma du miroir métallique recouvert d'une couche d'isolant sur laquelle est placé un réseau bi-périodique de période  $\Lambda$  d'antennes métalliques en forme de bâtonnets suivant l'axe  $x$ . (b) Structure élémentaire prise en compte décrivant l'ensemble des paramètres géométriques de l'antenne MIM de longueur  $L$  et de largeur  $w$  éclairée par une onde polarisée TM avec un angle d'incidence  $\alpha$ .

Dans cette troisième partie du manuscrit, je vais développer des antennes optiques toujours basées sur la structuration d'une fine couche métallique mais fonctionnant en réflexion et non plus en transmission. Je montre alors que ces structures sont capables d'interagir efficacement avec la lumière incidente, et en particulier sur la polarisation de l'onde réfléchie, tout en offrant un grand nombre de degrés de liberté sur leur dimensionnement dans le plan.

Pour cela, j'utilise les résultats déjà présentés par notre équipe et dans la littérature qui démontrent qu'un tel couplage critique est obtenu en déposant les nanoantennes métalliques sur un miroir métallique continu recouvert par une couche de matériau isolant<sup>3</sup>. Cet empilement de couches métal-isolant-métal (MIM) horizontales permet notamment de réaliser des structures résonantes qui absorbent quasi-totalement la lumière incidente et de façon omni-directionnelle. Dans ce chapitre, j'étudie le potentiel pour la manipulation de la polarisation de structures 2D d'antennes MIM à géométrie rectangulaire telles que schématisées sur la figure 5.1. Je montre que la réponse optique de ce type d'antenne asymétrique résulte d'un couplage critique entre le champ incident et le mode guidé dans la cavité MIM qui s'accompagne d'une résonance des charges électriques dans les parois métalliques. Je met en évidence l'influence des paramètres géométriques, de l'isolant et surtout de la polarisation sur l'efficacité de cette interaction pour ces structures asymétriques qui représentent la principale différence avec les géométries symétriques proposées précédemment de formes carrées ou de croix<sup>4</sup> qui ont des réponses indépendantes de la polarisation. Le choix de la géométrie rectangulaire s'explique également par la simplicité de la structure qui constitue

<sup>2</sup>ZHOU, LIU et CAI, 2013.

<sup>3</sup>BOUCHON et al., 2012; HAO et al., 2009; KOEHLIN et al., 2011.

<sup>4</sup>LIU et al., 2010.

une brique élémentaire dont l'étude et la compréhension de l'influence des différents paramètres sont plus aisées. Je présente également dans ce chapitre les étapes de la réalisation en salle blanche et de la caractérisation optique d'un réseau de ces antennes.

## 5.1 Propriétés optiques des antennes MIM rectangulaires

Dans la littérature et dans nos équipes, les structures MIM étudiées jusqu'à présent étaient soit selon 1D<sup>5</sup>, soit 2D mais avec des formes symétriques carrées<sup>6</sup> ou en croix<sup>7</sup>. Nous étudions dans cette partie une géométrie métallique structurée en forme de bâtonnet qui a un comportement dipolaire très marqué. Ces structures MIM consistent en un miroir métallique sur lequel sont déposés successivement une couche continue de matériau diélectrique (isolant) d'épaisseur  $h$  et un réseau bi-périodique de période  $\Lambda$  sub-longueur d'onde (suivant  $x$  et  $y$ ) d'antennes métalliques rectangulaires, comme illustré sur la figure 5.1(a). L'indice optique du matériau diélectrique est noté  $n_d$ . L'antenne métallique est de longueur  $L$ , de largeur  $w$  et d'épaisseur  $h_{\text{antenne}}$ , la longueur de l'antenne étant placée suivant l'axe  $x$  (cf. 5.1(a)). Le miroir métallique consiste concrètement en une couche homogène de métal assez épaisse par rapport à l'épaisseur de peau du métal pour considérer que sa transmission est nulle. Nous présentons par la suite les propriétés d'absorption d'un tel réseau d'antennes MIM.

### 5.1.1 Réseau d'antennes MIM : une métasurface

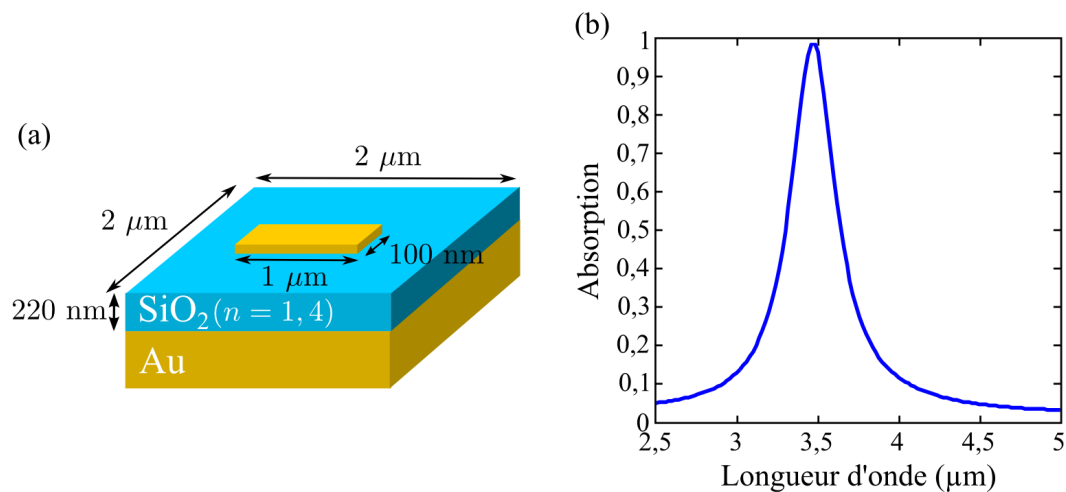


FIGURE 5.2 – (a) Schéma de l'antenne MIM en forme de bâtonnet élémentaire. (b) Spectre d'absorption simulé correspondant. On observe une absorption quasi-totale ( $\sim 99\%$ ) à  $3,5 \mu\text{m}$ .

Nous considérons un réseau de période  $2 \mu\text{m}$  d'antennes métalliques d'or de longueur  $L = 1 \mu\text{m}$ , de largeur  $w = 100 \text{ nm}$  et avec une épaisseur de  $h_{\text{antenne}} = 50 \text{ nm}$  tel que schématisé

<sup>5</sup>KOECHLIN et al., 2011.

<sup>6</sup>BOUCHON et al., 2012.

<sup>7</sup>LIU et al., 2010.



sur la figure 5.2(a). La permittivité électrique de l'or  $\epsilon_m$  est décrit par le modèle de Drude adapté pour correspondre aux données du Palik<sup>8,9</sup>. La couche de diélectrique d'épaisseur 300 nm est de la silice SiO<sub>2</sub> d'indice optique moyen  $n_d = 1,4$  sur la bande spectrale  $[1 - 5]\mu\text{m}$ . La figure 5.2(b) représente son spectre d'absorption lorsqu'elle est éclairée par une onde sous incidence normale polarisée TM (*i.e.* le champ électrique suivant  $x$ ). On constate qu'il existe une longueur d'onde de résonance de la structure pour laquelle l'absorption est quasi-totale (*i.e.*  $> 99\%$ ).

Ce résultat illustre le paradoxe de ces structures puisqu'à la résonance l'absorption est quasi-totale alors que la surface occupée par l'antenne métallique supérieure ne représente que 2,5% de la surface totale du miroir métallique. En comparaison l'absorption du miroir d'or recouvert de silice en l'absence des antennes est de l'ordre de 2%, ce qui correspond à une réflexion quasi-totale de l'énergie. On démontre ainsi que les propriétés optiques de ce réseau dépendent de l'interaction de l'onde électromagnétique avec les antennes. La structure ainsi réalisée est assimilable à un métamatériau tel que défini par Pendry *et al.*<sup>10</sup>, puisque ses propriétés optiques vont être influencées par les paramètres géométriques des antennes autant que par les matériaux qui constituent la structure. Ce rapprochement entre les antennes MIM et les métamatériaux se retrouve dans la littérature<sup>11</sup>. Finalement, cette structure constitue une métasurface puisque ses propriétés sont contrôlées par un film d'or nanostructuré dont l'épaisseur de 50 nm a peu d'influence sur la réponse optique. En effet d'un point de vue technologique, l'absence de contraintes sur le rapport d'aspect et sur la méthode de dépôt des structurations d'or permet de considérer ce film d'or comme une surface. Ces considérations témoignent de l'intérêt de ce type de structure présentant un effet physique important (absorption totale) tout en nécessitant des contraintes de réalisation technologiques minimales. Par la suite, nous parlerons de métasurface pour désigner par extension l'ensemble de la structure physique MIM réalisée.

### 5.1.2 Influence des paramètres géométriques sur le facteur de qualité et la longueur d'onde de résonance

Nous cherchons dans ce paragraphe à démontrer que l'efficacité et la position de la résonance de la structure dépendent des paramètres géométriques de la structure et de l'indice optique de la couche de diélectrique. Pour cela, nous montrons sur la figure 5.3 qu'il est possible de décrire le spectre de l'absorption  $A$  simulée (continu) de la structure comme la réponse d'un oscillateur amorti (pointillé) centrée à la longueur d'onde de résonance  $\lambda_0$  du système sans perte et avec un facteur de qualité  $Q$ , qui décrit le rapport de l'énergie stockée dans le système par ses pertes. Pratiquement, les valeurs du facteur de qualité  $Q$  correspondent à la largeur à mi-hauteur du pic de résonance. L'absorption  $A$  en fonction de  $\lambda$  a pour expression :

$$A(\lambda) = \frac{A_0}{\left(1 - \frac{\lambda_0^2}{\lambda^2}\right)^2 + \frac{1}{Q^2} \frac{\lambda_0^2}{\lambda^2}} \quad (5.1)$$

<sup>8</sup>PALIK, 1985.

<sup>9</sup> $\epsilon_m(\lambda) = 1 - \left[\left(\frac{\lambda_p}{\lambda} + i\gamma\right) \frac{\lambda_p}{\lambda}\right]^{-1}$  avec  $\lambda_p = 159$  nm et  $\gamma = 0.0077$ .

<sup>10</sup>PENDRY, SCHURIG et SMITH, 2006.

<sup>11</sup>HAO, ZHOU et QIU, 2011 ; KOECHLIN et al., 2013.

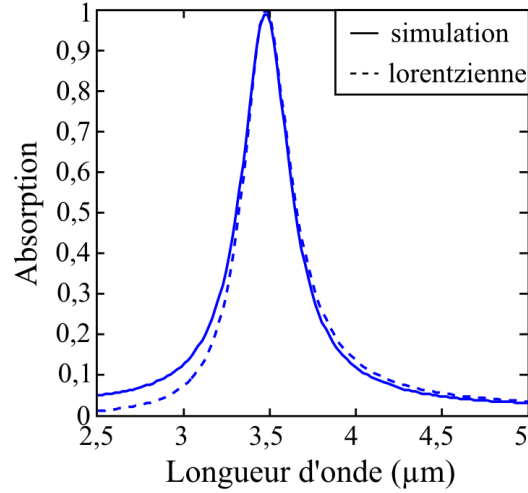


FIGURE 5.3 – Comparaison des spectres d’absorption de la structure de référence représentée sur la figure 5.2(a) obtenus à partir de la simulation (continu) et de l’équation 5.1 (pointillé) avec  $\lambda_r = 3,5 \mu\text{m}$  et  $Q = 10,4$ .

où  $A_0$  est une constante de normalisation. L’expression de la longueur d’onde de résonance  $\lambda_r$  du système avec pertes en fonction de  $\lambda_0$  est obtenue en maximisant l’équation 5.1, soit :

$$\frac{dA}{d\lambda}_{\lambda=\lambda_r} = 0 \quad \Rightarrow \quad \lambda_r = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \frac{1}{2Q^2}}} \quad (5.2)$$

en considérant que  $Q \gg 1$ , on obtient alors :

$$\lambda_r \simeq \lambda_0 \left( 1 + \frac{1}{4Q^2} \right) \quad (5.3)$$

L’équation 5.3 décrit l’influence du facteur de qualité sur l’évolution de la position de la résonance, ainsi une augmentation des pertes du système qui se traduit par une diminution du facteur de qualité entraîne alors une augmentation de la longueur d’onde de résonance et un élargissement du pic de résonance. De plus, pour des valeurs de  $Q \gg 1$ , on peut assimiler la valeur de  $\lambda_r$  à celle de  $\lambda_0$ .

La figure 5.4 représente les résultats issus de la simulation des influences de la longueur  $L$  et de la largeur  $w$  de l’antenne métallique ainsi que celles de l’indice optique  $n_d$  et de l’épaisseur  $h$  de la couche de diélectrique sur le facteur de qualité  $Q$  et la longueur d’onde de résonance  $\lambda_r$  de la métasurface schématisée sur la figure 5.2(a). Il en ressort que :

1. la figure 5.4(a) montre que l’augmentation de la longueur  $L$  d’un facteur 2 (*i.e.* de 800 nm à 1,6  $\mu\text{m}$ ) conduit à une diminution du facteur de qualité et à une augmentation d’un facteur 2 de la longueur d’onde de résonance témoignant de l’existence d’une résonance de type Fabry-Pérot de la cavité sur laquelle nous reviendrons au paragraphe §5.2.1.
2. La figure 5.4(b) montre que l’augmentation de la largeur  $w$  de 100 nm à 1  $\mu\text{m}$  conduit

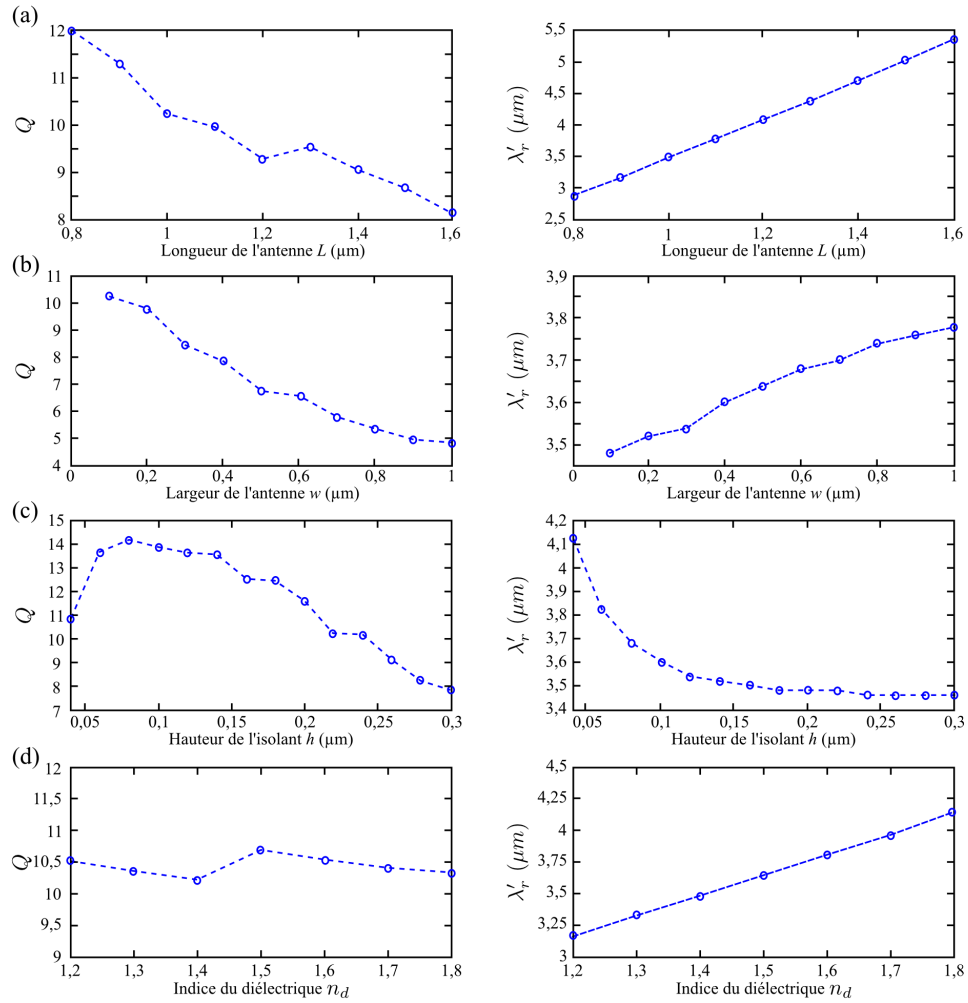


FIGURE 5.4 – Mise en évidence des influences respectivement (a) de la longueur  $L$ , (b) de la largeur  $w$  des antennes d'or, (c) de la hauteur  $h$  et (d) de l'indice  $n_d$  de la couche de diélectrique sur l'évolution de son facteur de qualité  $Q$  (gauche) et de la longueur d'onde de résonance  $\lambda_r'$  (droite) obtenues par simulation numérique des structures. Les paramètres géométriques par défaut de l'antenne MIM constituée d'or et de  $\text{SiO}_2$  considérée sont  $L = 1 \mu\text{m}$ ,  $w = 100 \text{ nm}$ ,  $h = 220 \text{ nm}$ ,  $n_d = 1,4$  et  $\Lambda = 2 \mu\text{m}$ .

à la diminution du facteur de qualité d'un facteur 2 et par conséquent à l'augmentation de la longueur d'onde de résonance qui varie de 250 nm. Ce résultat est cohérent avec le fait qu'une augmentation de la largeur de l'antenne augmente la surface des parois métalliques de la cavité MIM entraînant une augmentation des pertes mais pas de l'énergie totale stockée.

3. La figure 5.4(c) indique qu'il existe une plage de valeurs de l'épaisseur  $h$  comprise entre 75 nm et 150 nm maximisant la valeur du facteur de qualité de la structure. Pour des épaisseurs plus fines  $h < 75 \text{ nm}$ , le mode guidé pénètre plus profondément dans les parois métalliques de la structure MIM ce qui augmente les pertes. Pour des épaisseurs

de diélectrique plus épaisses  $h > 150$  nm, la diminution du facteur  $Q$  observée peut être expliquée par une diminution du confinement de l'énergie dans la cavité ce qui conduit à une diminution de l'énergie stockée. On constate que la longueur d'onde de résonance augmente lorsque l'épaisseur diminue et atteint un palier pour les grandes valeurs de  $h$ . Cette évolution est décrite par la formule  $n_{\text{cavite}} \propto (1 + \delta/h)$  avec  $\delta$  l'épaisseur de peau du métal, décrivant l'indice du mode guidé dans la cavité<sup>12</sup>.

- La figure 5.4(d) montre que l'indice  $n_d$  n'a pas d'influence sur le facteur de qualité de la structure. Le rapport de l'énergie stockée sur les pertes du système est indépendant du matériau choisi. Néanmoins comme prédit par la formule de l'indice de la cavité  $n_{\text{cavite}} \propto n_d$  pour une cavité épaisse et la condition d'existence d'un mode guidé, on constate que la longueur d'onde de résonance  $\lambda_r$  augmente lorsque  $n_d$  augmente.

L'étude de l'influence des paramètres géométriques démontre que les propriétés de la résonance de la métasurface sont contrôlées avec les dimensions sub-longueur d'onde des antennes métalliques en forme de bâtonnet déposées en surface. On s'intéresse désormais à quantifier l'influence de l'angle d'incidence  $\alpha$  de l'onde sur la résonance de la structure.

### 5.1.3 Tolérance angulaire de l'absorption

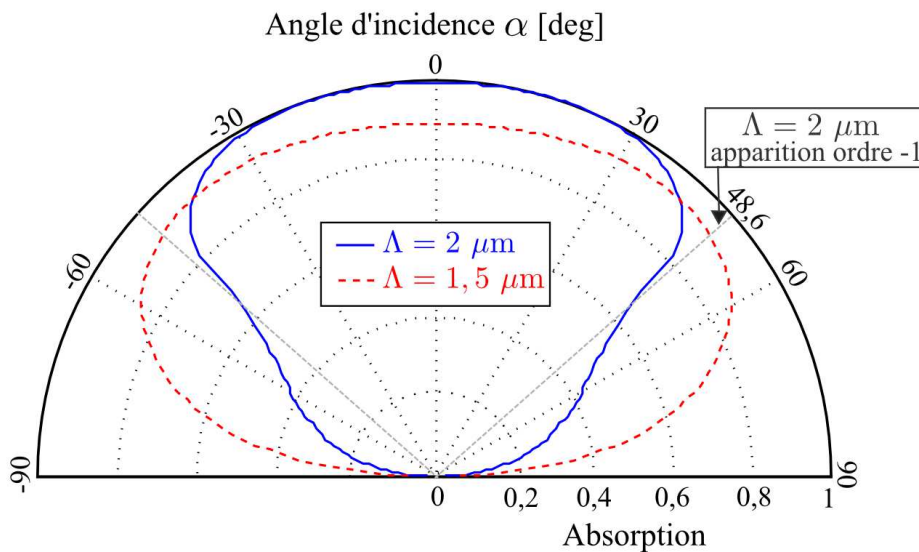


FIGURE 5.5 – Évolution de l'absorption à la résonance de la structure schématisée à la figure 5.2(a) en fonction de l'angle d'incidence  $\alpha$  pour des périodes de  $\Lambda = 2 \mu\text{m}$  (bleu continu) et de  $\Lambda = 1,5 \mu\text{m}$  (rouge pointillé). Les longueurs d'onde de résonance correspondantes sont égales à  $3,5 \mu\text{m}$  et  $3,62 \mu\text{m}$

Afin d'étudier la tolérance angulaire de l'absorption de la structure, on trace sur la figure 5.5 (courbe bleue continue) l'évolution de l'absorption à la résonance  $\lambda_r = 3,5 \mu\text{m}$  en fonction de l'angle d'incidence  $\alpha$  de la métasurface représentée sur la figure 5.2(a). Pour

<sup>12</sup>COLLIN, PARDO et PELOUARD, 2007.

rappel, cette structure consiste en un réseau de période de  $2 \mu\text{m}$  d'antennes en forme de bâtonnet de longueur  $L = 1 \mu\text{m}$  et de largeur  $w = 100 \text{ nm}$  déposées sur une couche de silice de  $220 \text{ nm}$  d'épaisseur. Notons que la variation de la longueur d'onde de résonance en fonction de l'angle  $\alpha$  reste inférieure à  $100 \text{ nm}$ . On observe sur la figure 5.5 que l'absorption à la résonance reste supérieure à  $80\%$  pour une fenêtre d'incidence allant jusqu'à  $\pm 47^\circ$ , au-delà de cette valeur l'absorption diminue très fortement puisqu'à  $60^\circ$  elle est égale à  $40\%$ . Cet effet peut être imputé à l'apparition du premier ordre diffracté puisque en vertu de la formule des réseaux, celui-ci apparaît dès lors que l'angle  $\alpha$  est tel que :

$$\sin \alpha = \left( \frac{\lambda}{\Lambda} - 1 \right) \quad (5.4)$$

soit pour  $\lambda = 3,5 \mu\text{m}$  et  $\Lambda = 2 \mu\text{m}$  on a  $\alpha = 48,6^\circ$  comme représenté par le trait en pointillé gris sur la figure 5.5. Afin de valider l'impact de l'apparition de l'ordre diffracté sur l'absorption de la métasurface, on compare l'évolution de celle-ci obtenue pour la même structure mais avec cette fois-ci une période  $\Lambda = 1,5 \mu\text{m}$  pour laquelle il ne peut y avoir d'ordre diffracté, tracée en pointillé rouge sur la figure 5.5. La résonance de cette structure se situe à  $\lambda_r = 3,6 \mu\text{m}$ , ce décalage pouvant s'expliquer par des phénomènes de couplage entre les structures. On observe que dans ce cas, la variation de l'absorption par rapport à l'incidence normale reste inférieure à  $20\%$  sur une ouverture angulaire de  $\pm 70^\circ$ .

Ces résultats démontrent la tolérance de la métasurface à l'angle d'incidence ce qui s'explique par le fait que la résonance reste localisée dans une cavité petite devant la longueur d'onde. Elle est alors excitée de façon identique quel que soit l'angle d'incidence<sup>13</sup>.

#### 5.1.4 Conclusion

L'étude des propriétés optiques des métasurfaces MIM formées par des antennes métalliques en forme de bâtonnet déposées sur une couche de diélectrique recouvrant un miroir métallique a montré l'existence d'une résonance conduisant à un phénomène d'absorption totale et tolérant en angle de l'énergie incidente à une longueur d'onde accordable en fonction des dimensions de la structure. Nous avons également montré qu'il était possible de décrire le profil de la résonance à l'aide d'une fonction analytique. Nous cherchons désormais à expliquer physiquement l'origine de cette absorption en démontrant que la métasurface réagit comme une antenne optique équivalente.

## 5.2 La structure MIM bâtonnet : une antenne optique

Je vais maintenant m'intéresser à la caractérisation de la résonance observée à l'origine de l'absorption totale de la métasurface, et montrer qu'on peut voir cette structure MIM rectangulaire comme une antenne électrique couplée à une cavité résonante. Afin d'orienter le choix d'un modèle adapté à la description de ce nano-résonateur, on étudie la carte d'intensité du champ électrique  $|E|^2$  de la métasurface à la résonance représentée sur la figure 5.6. On observe d'une part que le champ électrique est maximal au niveau des extrémités

<sup>13</sup>BOUCHON et al., 2012; KOEHLIN et al., 2011.

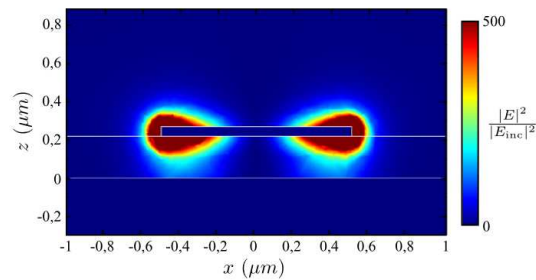


FIGURE 5.6 – Carte suivant le plan de coupe ( $xz$ ) de l'intensité du champ électrique normalisée par l'intensité du champ électrique incident à la résonance  $\lambda_r = 3,5 \mu\text{m}$  de la structure MIM schématisée sur la figure 5.2(a).

de l'antenne métallique supérieure et d'autre part une localisation du champ électrique plus importante dans la cavité MIM formée entre l'antenne et le miroir métallique inférieur. Malgré la petite surface de couplage entre l'onde incidente et l'antenne MIM, à la résonance le champ électromagnétique du mode guidé est excité avec une amplitude suffisante pour que les pertes dans les parois métalliques absorbent la totalité de l'énergie incidente. Il semble donc que la résonance de la métasurface résulte de l'excitation du mode guidé dans la couche d'isolant entre l'antenne et le miroir métallique, résultant elle-même de la mise en résonance de l'antenne métallique supérieure. Dans la suite je détaille comment la métasurface peut être décrite de manière analytique à partir d'une résonance de type Fabry-Pérot et d'un modèle d'oscillateur électrique<sup>14</sup>.

### 5.2.1 Modèle de Fabry-Pérot



FIGURE 5.7 – Schéma du mécanisme de couplage plasmonique conduisant à l'existence d'un mode guidé dans la cavité MIM.

La cavité MIM horizontale formée entre l'antenne et le miroir métallique se comporte comme un guide d'onde plasmonique dans lequel peut se propager un mode fondamental lié au couplage entre les plasmons se propageant sur les couches métalliques inférieure et supérieure comme illustré sur la figure 5.7 en polarisation TM (champ électrique orienté suivant la longueur de l'antenne). Les conditions d'accord de phase dans la cavité Fabry-Pérot équivalente, donnent l'expression de la longueur d'onde de résonance  $\lambda_r$  en fonction

<sup>14</sup>BIAGIONI, HUANG et HECHT, 2012.

de la longueur  $L$  de l'antenne<sup>15</sup> :

$$\lambda_r = 2n_{\text{cavite}}L + \lambda_\Phi \quad (5.5)$$

où  $n_{\text{cavite}}$  désigne la partie réelle de l'indice de la cavité telle que  $n_{\text{cavite}} = n_d(1 + \frac{\delta}{h})$  avec  $\delta$  l'épaisseur de peau dans le métal<sup>16</sup> et  $\lambda_\Phi$  est une constante qui dépend des conditions de réflexions aux interfaces. L'étude de l'évolution des spectres d'absorption de la structure pour des longueurs  $L$  différentes, représentée sur la figure 5.8 confirme la validité du modèle. En effet, le calcul de la courbe de tendance de la position des pics d'absorption donne, comme attendu une évolution linéaire en fonction de la longueur  $L$  comme tracé sur la figure 5.8(b). On trouve alors que cette évolution correspond à un indice du mode de propagation dans la cavité de 1,6 qui est proche de la valeur estimée par l'équation  $n_{\text{cavite}} = 1,4(1 + \frac{25}{220}) = 1,56$ . Les résultats obtenus montrent ainsi qu'il est possible d'accorder la position du pic de résonance en modifiant la longueur  $L$  de l'antenne. Néanmoins ce modèle ne permet pas de décrire le profil spectral observé de la résonance de l'antenne MIM de part et d'autre de la longueur d'onde de résonance, pour cela nous cherchons désormais à décrire la résonance de l'antenne métallique grâce à un modèle électrique.

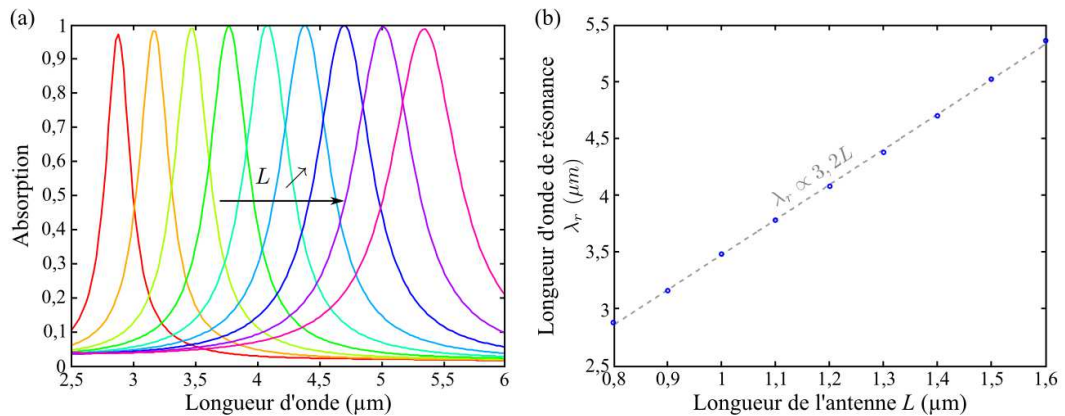


FIGURE 5.8 – (a) Spectres d'absorption simulés pour des longueurs d'antennes d'or  $L$  allant de 800 nm à 1,6  $\mu\text{m}$  les autres paramètres étant identiques à ceux de la structure schématisée sur la figure 5.2(a). (b) Évolution de la longueur d'onde de résonance  $\lambda_r$  en fonction de la longueur  $L$  des antennes d'or (cercle). La courbe de tendance linéaire est tracée en pointillée,  $\lambda_r = 2n_{\text{cavite}}L + \lambda_\Phi$  avec  $n_{\text{cavite}} = 1,6$  où  $\lambda_\Phi$  est une constante.

## 5.2.2 Modèle d'oscillateur électrique dipolaire

On cherche ici à comprendre le rôle de l'antenne métallique supérieure dans le mécanisme d'absorption de la structure MIM. Pour cela, on représente sur la figure 5.9(a) la distribution spatiale des densités de pertes dans la structure à la résonance suivant le plan de coupe ( $xz$ ) normalisée par rapport à la densité de puissance incidente. On constate que les pertes ne sont

<sup>15</sup>YANG et al., 2012.

<sup>16</sup>COLLIN, PARDO et PELOUARD, 2007.

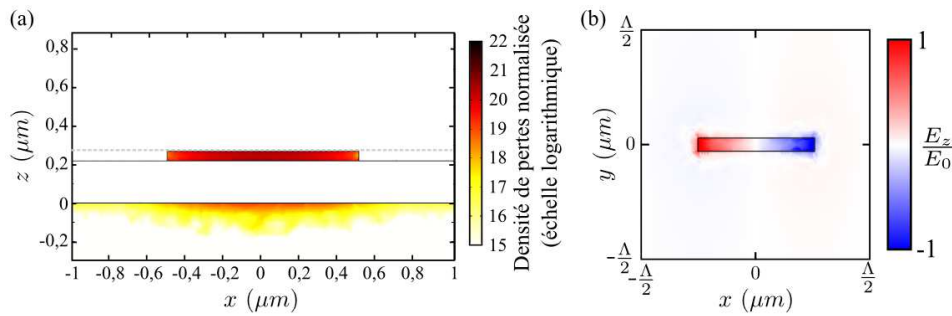


FIGURE 5.9 – (a) Carte de densité de pertes dans la structure (cf figure 5.2(a)) suivant le plan de coupe  $(xz)$  normalisée par rapport à la densité de puissance incidente à la résonance  $\lambda_r = 3,5 \mu\text{m}$ . (b) Partie réelle de la composante normale du champ électrique  $E_z$  dans le plan  $(xy)$  au niveau supérieur de l’antenne métallique (représenté par le trait pointillé sur (a)) normalisée par l’amplitude du champ incident  $E_0$ . Le signe du champ donne directement la distribution des charges dans l’antenne.

pas réparties de façon homogène sur l’ensemble des parois métalliques de la cavité MIM. La densité de pertes dans l’antenne métallique est près de 100 fois supérieure à celle observée dans le miroir. On trace également sur la figure 5.9(b), la carte de distribution des charges dans l’antenne à la résonance. Celle-ci est calculée en considérant la composante normale  $E_z$  du champ électrique dans le plan  $(xy)$  au niveau de la surface supérieure des antennes métalliques. L’amplitude du champ  $E_z$  est directement proportionnelle au signe des charges dans l’antenne. On constate que les charges positives et négatives sont localisées au niveau de chaque extrémité de l’antenne supérieure, celle-ci peut ainsi être assimilée à un dipôle électrique. La présence du plan de masse que constitue le miroir métallique inférieur conduit alors à une résonance quadripolaire de la structure MIM. La résonance de l’antenne MIM peut alors être analysée à partir de la résonance dipolaire de l’antenne métallique supérieure couplée à la cavité Fabry-Pérot.

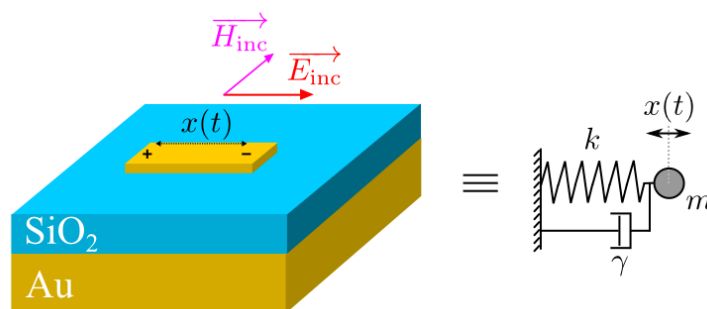


FIGURE 5.10 – Le déplacement des charges électriques  $x(t)$  engendré par le champ électrique incident polarisé suivant la longueur de l’antenne peut être modélisé par un oscillateur mécanique masse/ressort avec amortissement.

Dans la littérature<sup>17</sup>, le déplacement  $x(t)$  des charges dans les antennes dipolaires est souvent décrit par un modèle mécanique masse-ressort amorti comme illustré sur la figure

<sup>17</sup>BIAGIONI, HUANG et HECHT, 2012; YIN et al., 2013.



5.10, que nous appliquons ici. Le mouvement des charges  $x(t)$  en réponse à une excitation incidente  $E_0 e^{i\omega t}$  est :

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + \gamma \frac{dx}{dt} + kx = q E_0 e^{i\omega t} \quad (5.6)$$

où  $m$  représente la masse des charges positives ou négatives déplacées,  $k$  la constante de rappel de la force de Coulomb s'exerçant sur les charges, et  $\gamma$  le coefficient de pertes par conduction dans les parois métalliques. L'amplitude complexe du déplacement des charges  $x_0$  définie telle que  $x(t) = x_0 e^{i\omega t}$  s'écrit alors :

$$x_0(\lambda) = \frac{E_0 X_0}{\left(1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^2 + i \frac{1}{Q} \frac{\lambda_0}{\lambda}\right)} \quad (5.7)$$

où  $X_0 = \frac{q}{k}$  est une constante,  $\lambda_0 = 2\pi c \frac{m}{k}$  la longueur d'onde de résonance et  $Q = \frac{\sqrt{km}}{\gamma}$  le facteur de qualité du système. La figure 5.11(a) représente en continu les évolutions ( $X_0 < 0$ ) de la partie réelle normalisée et de la phase du déplacement des charges négatives calculées à partir de l'équation 5.7 dans le cas de la métasurface considérée. La position des charges négatives indique directement l'orientation du champ électrique dipolaire créé à la surface de l'antenne. On constate tout d'abord qu'à la résonance le déplacement des charges est nul correspondant au point d'inversion du sens de déplacement des charges négatives de part et d'autre de la résonance comme le confirme l'évolution de 0 à  $\pi$  de la phase correspondante. On observe ensuite qu'il existe deux longueurs d'onde distinctes de la longueur d'onde de résonance correspondant à des maxima locaux du déplacement des charges. Afin de valider ces résultats analytiques, nous représentons sur les figures 5.11(b-f) les cartes de distribution des charges simulées dans l'antenne métallique supérieure à différentes longueurs d'onde représentées par les points colorés sur les spectres de la figure 5.11(a). On vérifie bien d'une part qu'à la résonance le déplacement des charges est nul et d'autre part qu'en deçà de la résonance la réponse de l'antenne est en phase avec le champ incident (cf. 5.11(b-c)) alors qu'il est en opposition de phase pour des longueurs d'onde supérieures (cf. 5.11(e-f)). On remarque que les longueurs d'onde correspondantes aux figures 5.11(c) et (e) coïncident bien à des maxima de la densité de charges déplacées. Les rapports des amplitudes mesurées en ces maxima par rapport à celle du déplacement à la longueur d'onde de la figure 5.11(b) sont de 5,6 (pour (c)) et 6,8 (pour (e)) ce qui est de l'ordre de grandeur avec les valeurs calculées à partir de l'équation 5.7 respectivement égales à 4,7 et 5,3. Nous venons de démontrer que la résonance de l'antenne métallique pouvait être décrite suivant un modèle d'oscillateur électrique qui décrit le profil spectral de la résonance observé. Dans la suite, j'expose une interprétation physique de l'absorption de la structure MIM à partir du couplage entre la résonance de l'antenne métallique et celle de la cavité Fabry-Pérot.

### 5.2.3 Absorption totale : couplages de résonateurs

Nous cherchons à décrire les mécanismes physiques expliquant l'évolution de l'absorption de la métasurface observée. La puissance dissipée par effet Joule  $P_{\text{dissipée}}$  dans le métal est :

$$P_{\text{dissipée}}(\lambda) = \sigma \left| \int_L E_{\text{surface}} \cdot dx \right|^2 \quad (5.8)$$

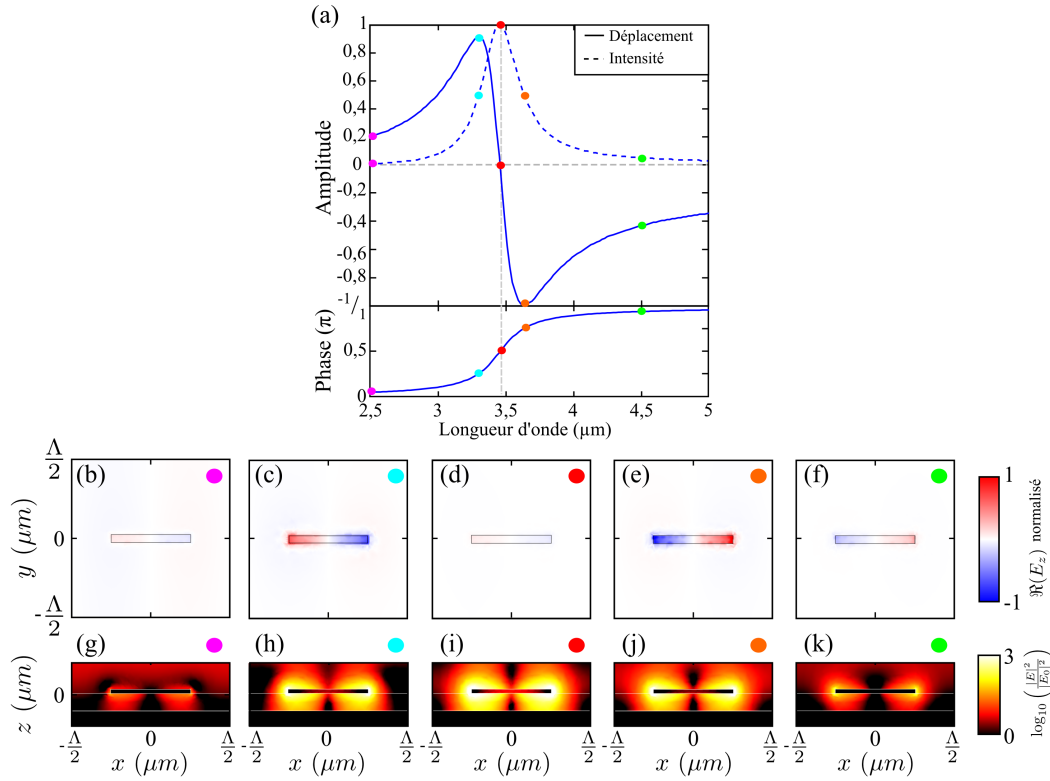


FIGURE 5.11 – (a) Spectres de l’amplitude et de la phase du déplacement des charges négatives (continu) et de l’intensité du champ électrique (pointillé) dans la cavité calculés à partir de l’équation 5.7 pour la métasurface représentée sur la figure 5.2(a) ( $\lambda_0 = 3,5 \mu\text{m}$  et  $Q = 10,4$ ). (b-f) Partie réelle de la composante normale du champ électrique  $E_z$  normalisée calculée au niveau de la surface supérieure de l’antenne à  $z = 270 \text{ nm}$  correspondant aux longueurs d’ondes marquées par les points colorés de (a). Le signe du champ donne directement la distribution des charges dans l’antenne. (g-k) Intensité du champ électrique normalisée par l’intensité incidente selon le plan de coupe ( $xz$ ) passant par  $y = 0$  correspondant à chacune des longueurs d’onde choisies représentée en échelle logarithmique.

où  $\sigma$  est la conductivité du métal,  $E_{\text{surface}}$  désigne le champ électrique se propageant au niveau des surfaces métalliques. L’absorption  $A$  de la structure est alors :

$$A\lambda = \frac{P_{\text{dissipée}}(\lambda)}{P_0}, \quad (5.9)$$

$$\propto \left| \int_L E_{\text{surface}} \cdot dx \right|^2$$

La détermination de l’évolution de l’absorption  $A$  revient alors à chercher l’évolution de l’amplitude du champ surfacique  $E_{\text{surface}}$ .

Pour cela, nous avons démontré précédemment (cf. §5.2.1) que l’existence d’un mode guidé dans la cavité MIM résulte du couplage entre les plasmons se propageant sur les parois métalliques supérieure et inférieure. Ainsi le champ électrique  $E_{\text{surface}}$  est proportionnel aux

plasmons de surface induits sur les parois métalliques. Or, on montre que leur amplitude est directement proportionnelle au déplacement des charges surfaciques<sup>18</sup>, et dont l'évolution  $x_0(\lambda)$  est décrite par l'équation 5.7. Afin de valider ce dernier point, on représente sur les figures 5.11(g-k) les cartes d'intensité du champ électrique dans la cavité pour les différentes valeurs de longueurs d'onde représentées sur la figure 5.11(a). On trace également sur la figure 5.11(a), en pointillé, l'évolution de l'intensité  $I$  du champ électrique dans la cavité dont l'expression est donnée par  $I(\lambda) \propto |x_0(\lambda)|^2$ . A partir de ce spectre et de la figure 5.11(i), on remarque qu'à la résonance l'intensité du champ dans la cavité est maximale. En dehors de la résonance (cf. Figs.5.11(g-h) et (j-k)), le confinement du champ électrique dans la cavité diminue ce qui traduit une diminution de l'efficacité du couplage des plasmons. Ces résultats confirment le fait que l'amplitude du champ électrique  $E_{\text{surface}}$  est bien proportionnelle à l'amplitude du déplacement des charges  $x_0$  décrite par l'équation 5.7. Par conséquent, en intégrant ce résultat dans l'équation 5.9, on retrouve finalement l'équation 5.1 de l'absorption définie dans le paragraphe §5.1.2 :

$$A(\lambda) \propto |x_0(\lambda)|^2 \propto \frac{A_0}{\left(1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^2\right)^2 + 1 \frac{1}{Q^2} \frac{\lambda_0^2}{\lambda^2}} \quad (5.10)$$

où  $A_0$  est une constante complexe de normalisation. Les résultats présentés dans ce paragraphe démontrent que la réponse optique des structures MIM étudiées peut être décrite comme la mise en mouvement des charges libres au niveau des parois métalliques par le champ électrique incident qui induit l'existence de plasmons de surface. On montre alors que la résonance correspond à l'existence d'un mode guidé dans la cavité résultant du couplage de ces plasmons de surface.

## 5.3 Fabrication et caractérisation de métasurfaces

### 5.3.1 Méthode de fabrication

Afin de valider les résultats obtenus par la simulation, plusieurs échantillons de métasurfaces ont été réalisés dans la salle blanche du LPN. Le miroir et les antennes métalliques sont en or. Le diélectrique choisi est de la silice amorphe  $\text{SiO}_2$  dont l'indice optique  $n_{\text{SiO}_2}$  est décrit sur la bande spectrale du proche infrarouge  $[1 - 6, 4]\mu\text{m}$  par l'équation de Sellmeier<sup>19</sup> à trois termes :

$$n_{\text{SiO}_2}^2 = 1 + \frac{0,6961663\lambda^2}{\lambda^2 - (0,0684043)^2} + \frac{0,4079426\lambda^2}{\lambda^2 - (0,1162414)^2} + \frac{0,8974794\lambda^2}{\lambda^2 - (9,896161)^2} \quad (5.11)$$

La valeur moyenne de son indice optique sur la bande spectrale qui nous intéresse  $[1 - 5]\mu\text{m}$  est  $\bar{n}_{\text{SiO}_2} \simeq 1,4$ .

Le procédé de fabrication consiste en une succession d'étapes élémentaires maîtrisées, conduisant à une réalisation relativement rapide et efficace des échantillons. Les étapes du

<sup>18</sup>ZULOAGA et NORDLANDER, 2011.

<sup>19</sup>MALITSON, 1965.

procédé sont décrites dans la figure 5.12 et détaillées dans la suite.

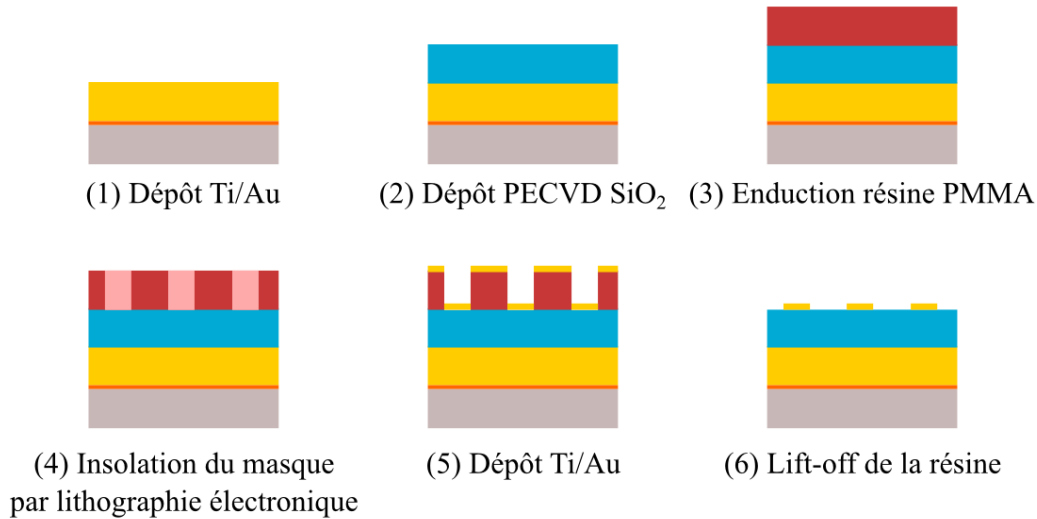


FIGURE 5.12 – Étapes du procédé de fabrication suivi pour la fabrication de métasurfaces de cavités MIM composées d'un miroir d'or superposé par une couche homogène de SiO<sub>2</sub> sur laquelle est placé un réseau d'antennes en forme de bâtonnet d'or.

#### Dépôt du miroir d'or

Le miroir d'or consiste en une couche d'or homogène d'épaisseur 200 nm (cf. Fig. 5.12(1)). Le dépôt du miroir sur la surface du wafer en silicium est réalisé par évaporation sous vide. Cette technique repose sur deux processus élémentaires : l'évaporation d'une source chauffée et la condensation à l'état solide de la matière évaporée sur le substrat. Le système de métallisation Plassys MEB550 du LPN utilisé fournit l'énergie nécessaire à l'évaporation sous vide de la source de métal grâce à un faisceau d'électrons. Dans ces conditions, l'évaporation du métal est unidirectionnelle. Ainsi la cible du dépôt reste cachée pendant le temps de chauffage de la source, et n'est soumise au rayonnement de la source que pendant une durée proportionnelle à l'épaisseur du dépôt désirée.

Notons que le dépôt de la couche d'or sur le substrat de silicium nécessite une couche d'accroche de titane ou de chrome d'une épaisseur représentant environ 10% de celle de la couche d'or pour obtenir une bonne adhérence.

#### Dépôt de la couche d'isolant

La seconde étape consiste à déposer sur le substrat recouvert du miroir d'or la couche d'oxyde de silicium (cf. Fig 5.12(2)). Ce dépôt est réalisé par dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma (ou **PECVD** en anglais, pour *Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition*). Cette technique repose sur deux processus élémentaires : la création d'un plasma d'ions des éléments constituant notre diélectrique et la condensation de ce plasma sur le substrat. Le plasma est obtenu à partir des gaz du réacteur par décharge électrique entre une électrode et la paroi conductrice de la chambre entre lesquelles est appliqué un courant alternatif. De

même que pour le dépôt métallique, le temps "d'illumination" de la cible détermine l'épaisseur de la couche de diélectrique déposée. Les échantillons ont une épaisseur de diélectrique de 300 nm. Le bâti de dépôt diélectrique utilisé au LPN est le modèle PLASSYS MP800S.

### Dépôt du réseau d'antennes métalliques

Le dépôt du réseau d'antennes métalliques sur la couche de diélectrique est réalisé en trois étapes. La première consiste à former un masque du réseau dans une couche de résine par lithographie (cf. Fig 5.12(4)). Puis on dépose sur ce masque une couche d'or fine par évaporation (cf. Fig 5.12(5)). Enfin on retire la résine restante par une étape de lift-off, seules les zones métallisées directement sur la couche de diélectrique subsisteront à l'issue du développement (cf. Fig 5.12(6)).

Deux méthodes de lithographie sont disponibles au LPN, l'une optique et l'autre électronique. La lithographie optique consiste à transférer l'image d'un masque à une résine sensible à l'illumination Ultra-Violet (UV). Le principal avantage de cette technique réside dans la possibilité d'insoler des grandes surfaces très rapidement. Cependant pour les masqueurs UV du LPN, les phénomènes de diffraction limitent la résolution minimale à 500 nm, incompatible avec la taille des structures que je cherche à réaliser ( $w < 500$  nm). La lithographie électronique consiste à transférer le motif désiré dans la couche de résine à l'aide d'un faisceau d'électrons. La résolution atteinte avec cette technique est de l'ordre de quelques nanomètres, cependant contrairement à la lithographie optique, le temps d'insolation est beaucoup plus long puisqu'il faut réaliser les motifs point par point limitant du même coup les dimensions des surfaces réalisables. Le masqueur électronique utilisé au LPN est un VISTEC EBPG 5000plus. Afin de réaliser mon masque, j'utilise des résines acryliques PMMA (Poly(Méthyl-MéthAcrylate)) qui sont positives, c'est à dire que les parties insolées par le faisceau d'électrons seront dissoutes.

L'insolation de la résine requiert d'imposer l'intensité du faisceau d'électron  $I$  (exprimée en nA), la dose surfacique de charge (appelée plus communément la dose  $D$  en  $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ ) et enfin la résolution du faisceau  $\text{res}$  (exprimée en nm). Ces paramètres d'insolation définissent une fréquence  $f$  (en Hz) qui ne doit pas dépasser la limite intrinsèque de l'appareil de 50 MHz dans notre cas et qui s'exprime comme :

$$f = \frac{I}{\text{res}^2 \times D \times 1000} \quad (5.12)$$

Le temps d'insolation  $t_{\text{ins}}$  d'une surface  $S$  (exprimée en  $\text{cm}^2$ ) de résine est alors égal à :

$$t_{\text{ins}} = \frac{S}{\text{res}^2 \times f} \quad (5.13)$$

Dans notre cas, les paramètres sont choisis identiques pour toutes les insolations tels que  $I = 10$  nA,  $D = 1200$   $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ ,  $\text{res} = 5$  nm donnant une fréquence de 33MHz. Ainsi pour la métasurface schématisée sur la figure 5.2(a), la réalisation d'un échantillon d'une surface totale de  $5 \times 5$   $\text{mm}^2$  requiert l'insolation d'une surface  $S = 0,625$   $\text{mm}^2$  de résine, soit un temps d'insolation de 12 minutes 30 s.

Avant la lithographie, le système {Miroir+SiO<sub>2</sub>} est enduit de résine PMMA-A5 à la tournette à 4000 tours/min suivi d'un recuit à 160°C de 30 minutes. L'épaisseur de la

résine obtenue est d'environ 300 nm. Après la lithographie, l'échantillon est développé dans une solution de Méthyl iso-butyl cétone : Isopropanol (1 : 3). Afin d'avoir des conditions de développement reproductibles (toujours le même temps de trempé), cette solution est placée dans un bain marie à la température de 20,5°C. Le développement dans cette solution dure 1'30", suivi d'un rinçage dans l'isopropanol. A ce stade l'échantillon est fragile car très sensible aux poussières et autres impuretés qui peuvent s'introduire dans les motifs. Le dépôt d'une couche d'or de 100 nm d'épaisseur précédée par une couche d'accroche de 2 nm de Titane doit être réalisé rapidement après le développement.

L'étape de lift-off est réalisée en plaçant l'échantillon dans une solution de trichloroéthylène à température ambiante qui va permettre le décollage du métal déposé sur les zones de résine non insolées. Finalement après quelques heures, nous obtenons notre réseau d'antennes métalliques placées sur la couche de SiO<sub>2</sub>, comme l'illustre l'image obtenue au microscope électronique à balayage (MEB) représentée sur la figure 5.13(a).

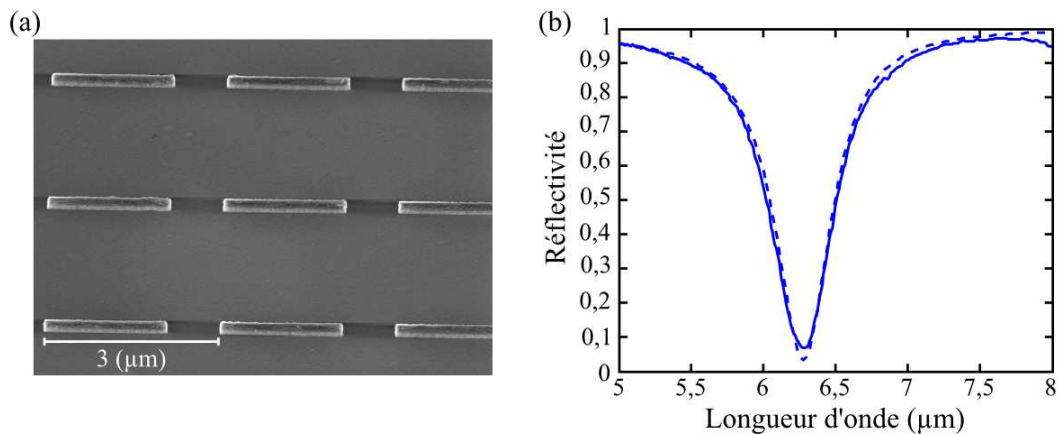


FIGURE 5.13 – (a) Image MEB de la métasurface de cavité MIM ( $L = 2,1 \mu\text{m}$ ,  $w = 220 \text{ nm}$ ,  $\Lambda = 3 \mu\text{m}$ ). (b) Courbes de réflectivité de la métasurface en polarisation TM avec un angle d'incidence de  $13^\circ$  mesurée (continue) et calculée (pointillé). Il y a un pic d'absorption à  $\lambda_r = 6,3 \mu\text{m}$ .

### 5.3.2 Caractérisation optique et simulations

La figure 5.13(a) montre l'image MEB d'une métasurface que j'ai fabriquée en salle blanche au LPN correspondant à un réseau de période  $\Lambda = 3 \mu\text{m}$  d'antennes d'or de longueur  $L = 2,1 \mu\text{m}$ , de largeur  $w = 250 \text{ nm}$  et d'épaisseur 50 nm déposé sur un empilement de couches d'or et de silice (épaisseur  $h = 300 \text{ nm}$ ). A partir de l'analyse au MEB des structures, j'ai mesuré la largeur et la longueur d'un échantillon d'une dizaine d'antennes prises à différents points du réseau, on trouve alors que la largeur et la longueur moyennes des antennes sont respectivement égales à  $2,13 \mu\text{m}$  et  $270 \text{ nm}$ . La différence entre les dimensions expérimentales et théoriques peut être imputée aux conditions d'illumination choisies (temps d'insolation, intensité et taille du faisceau) ainsi qu'à la résine et à la qualité du lift-off. J'ai ensuite caractérisé cette structure au laboratoire ONDA à l'ONERA.

### Caractérisation optique des échantillons

On mesure le spectre de réflexion des échantillons à l'aide d'un spectromètre à transformée de Fourier dans l'infrarouge (FTIR). Dans cette technique de spectrométrie, l'échantillon est illuminé par un faisceau de lumière contenant plusieurs fréquences et l'intensité réfléchie ou transmise par l'échantillon est mesurée. Le faisceau lumineux est obtenu à partir d'une source lumineuse IR à large bande, contenant l'ensemble du spectre de longueurs d'onde d'intérêt (par exemple par l'échauffement thermique d'un corps noir). La combinaison de fréquences est ensuite choisie par un interféromètre de Michelson. La distance entre les miroirs permet par interférence de sélectionner les différentes combinaisons spectrales du faisceau. En balayant la distance des miroirs de Michelson, on obtient à chaque fois un faisceau avec une combinaison de fréquences différentes, qui permettent de remonter à l'interférogramme de l'échantillon. Le spectre de transmission ou de réflexion en fonction de la longueur d'onde est alors obtenu en calculant la transformée de Fourier de cet interférogramme. Le modèle utilisé à l'ONERA est un Bruker Vertex 70v permettant notamment la caractérisation des échantillons sous vide. Afin de mesurer les spectres de réflexion, le FTIR est équipé d'un module interne composé par une succession de miroirs plans et hémisphériques afin de dévier le faisceau incident sur l'échantillon et de renvoyer vers les détecteurs du FTIR le faisceau réfléchi. Ce module permet de modifier l'angle d'incidence sur la plage de  $13^\circ$  à  $90^\circ$  du faisceau lumineux sur la structure de façon automatique sans casser le vide de la chambre de mesure. L'angle minimal d'incidence à  $13^\circ$  est imposé par l'encombrement spatial des miroirs du module. Pratiquement, nous limitons les mesures à un angle de  $70^\circ$  au delà duquel les dimensions du faisceau incident deviennent supérieures à la taille du réseau.

### Comparaison des mesures et des simulations

Le spectre de réflectivité de la métasurface mesuré (courbe continue) pour une onde polarisée TM (champ électrique suivant la longueur de l'antenne) sous incidence de  $13^\circ$  est tracé sur la figure 5.13(b). Le pic d'absorption de la structure correspond au minima de la réflectivité atteint à la longueur d'onde  $\lambda_r = 6,3 \mu\text{m}$ . Il est possible de retrouver ces résultats expérimentaux par la simulation numérique, en considérant que l'indice optique du  $\text{SiO}_2$  est décrit par l'équation de Sellmeier (cf. Eq. 5.11) comme l'illustre la courbe en trait pointillé de la figure 5.13(b). Ces résultats expérimentaux démontrent que, comme attendu par les simulations, les antennes MIM en forme de bâtonnet présentent un phénomène d'absorption quasi-totale de l'énergie incidente lorsqu'elles sont éclairées par une onde incidente polarisée TM. On s'intéresse dans le paragraphe suivant à l'état de polarisation de l'onde réfléchie par ces antennes.

## 5.4 Manipulation sub-longueur d'onde de la polarisation linéaire

Dans ce chapitre, je cherche à démontrer le potentiel des antennes MIM en forme de bâtonnet (longueur supérieure à la largeur) pour la manipulation sub-longueur d'onde de la polarisation linéaire.

## 5.4.1 Principe

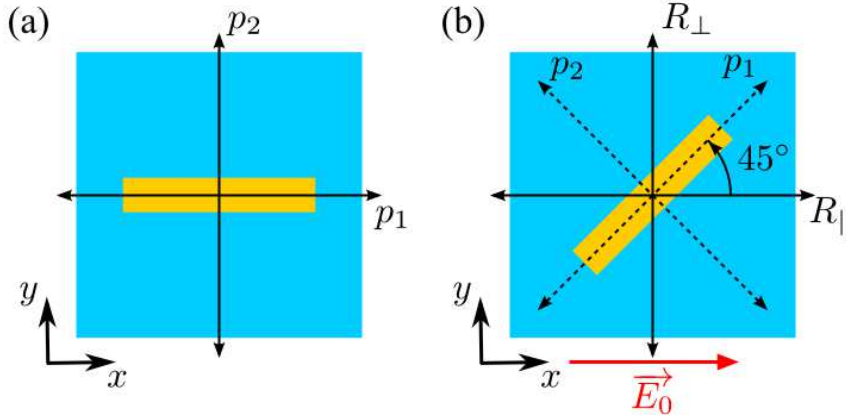


FIGURE 5.14 – (a) Schéma définissant les axes propres  $p_1$  et  $p_2$  du polariseur équivalent à la structure MIM étudiée. (b) Schéma de la configuration choisie pour étudier les propriétés de polarisation de la structure MIM, l'axe  $p_1$  des antennes est placé à  $45^\circ$  par rapport à l'axe de polarisation du champ électrique incident  $E_0$  suivant  $x$ . Dans ce cas, les coefficients de réflectivité  $R_{\parallel}$  et  $R_{\perp}$  correspondent à l'énergie réfléchi par le système respectivement suivant l'axe  $x$  et  $y$ .

Pour rappel, l'antenne MIM peut être dimensionnée de sorte à obtenir une absorption quasi-totale de l'énergie incidente à une longueur d'onde accordable lorsque le champ électrique est polarisé selon sa longueur. Au contraire lorsque le champ électrique incident est polarisé selon sa largeur (*i.e.* suivant  $y$ ), on comprend d'après le modèle de Fabry-Pérot décrit (cf. §5.2.1) qu'il ne peut exister de mode résonant dans le domaine spectral d'intérêt dans l'antenne MIM. Celle-ci se comporte alors comme un miroir métallique parfait pour cette polarisation. A partir de cette observation, on définit les deux axes propres, notés  $p_1$  et  $p_2$  du polariseur équivalent à la structure MIM, l'axe  $p_1$  (resp.  $p_2$ ) étant colinéaire à la direction de la longueur  $L$  (resp. la largeur  $w$ ) de l'antenne métallique comme illustré sur la figure 5.14(a). On décrit la réflexion de la structure suivant ces deux axes propres par les coefficients de réflectivité  $r_1$  et  $r_2$ . Selon cette définition, à la résonance de la structure, une onde incidente polarisée selon  $p_1$  sera totalement absorbée ( $r_1 = 0$ ) alors qu'une onde incidente polarisée selon  $p_2$  sera totalement réfléchi ( $r_2 = 1$ ). Je définis également :

1. le coefficient de réflectivité en intensité colinéaire  $R_{\parallel}$  qui désigne le rapport de l'énergie de l'onde réfléchi  $\vec{E}_r$  par la structure polarisée dans la même direction que l'onde incidente  $\vec{E}_0$  ainsi  $R_{\parallel} = \frac{|\vec{E}_r \cdot \vec{E}_0|^2}{|E_0|^4}$ .
2. Le coefficient de réflectivité en intensité orthogonale  $R_{\perp}$  qui désigne le rapport de l'énergie de l'onde réfléchi  $\vec{E}_r$  par la structure polarisée dans la direction orthogonale à celle de l'onde incidente  $\vec{E}_0$  ainsi  $R_{\perp} = \frac{\|\vec{E}_r \times \vec{E}_0\|^2}{|E_0|^4}$ .



Le rapport de conversion de polarisation, noté  $RCP$ , est alors défini comme :

$$RCP = \frac{R_{\perp}}{R_{\perp} + R_{\parallel}} \quad (5.14)$$

Le couple  $(R_{\perp}, RCP)$  décrit l'efficacité absolue et relative du polariseur à modifier la polarisation du champ incident sur la structure. En effet, une valeur du rapport  $RCP$  proche de 1 témoigne d'une conversion quasi-totale de la polarisation du champ électrique réfléchi (efficacité relative), néanmoins si la valeur du coefficient  $R_{\perp}$  correspondante est proche de 0, la quasi-totalité de l'énergie incidente sur le système est alors absorbée.

Afin de caractériser les propriétés de polariseur de la structure MIM, on se place dans la situation décrite dans la figure 5.14(b) où l'axe  $p_1$  des antennes est à  $45^{\circ}$  de l'axe  $x$  correspondant à l'axe de polarisation du champ électrique incident  $\vec{E}_0$ . Les coefficients de réflectivité  $R_{\parallel}$  et  $R_{\perp}$  correspondent alors à l'énergie réfléchie par le système respectivement suivant l'axe  $x$  et  $y$ . Cette configuration est choisie car elle permet de solliciter de façon identique les deux axes  $p_1$  et  $p_2$  du polariseur. Par conséquent, les expressions exactes des coefficients de réflectivité  $R_{\parallel}$  et  $R_{\perp}$  de l'antenne rectangulaire à  $45^{\circ}$  peuvent s'écrire en fonction des réflectivités complexes  $r_1$  et  $r_2$  suivant les deux axes propres du polariseur :

$$R_{\parallel} = \frac{|r_1 + r_2|^2}{4}, \quad (5.15a)$$

$$R_{\perp} = \frac{|r_2 - r_1|^2}{4}. \quad (5.15b)$$

Les valeurs de  $r_1 = 0,15e^{i0,68\pi}$  et  $r_2 = 0,99e^{-i0,64\pi}$  correspondent à la réflectivité de la structure à la résonance lorsqu'elle est éclairée par un champ électrique polarisé respectivement suivant l'axe  $p_1$  ou  $p_2$ . Par conséquent, à partir des équations 5.15a et 5.15b, on a  $R_{\parallel} = 21,1\%$  et  $R_{\perp} = 29,1\%$ , soit un rapport de conversion de  $RCP = 58\%$ .

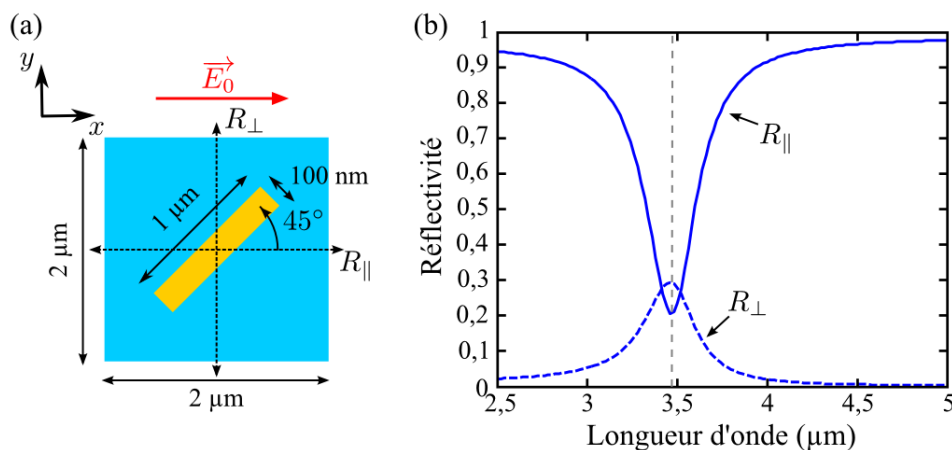


FIGURE 5.15 – (a) Schéma de la structure MIM de la figure 5.2(a) tournée à  $45^{\circ}$  éclairée par un champ électrique incident  $E_0$  polarisé suivant  $x$  en incidence normale. (b) Spectres de réflectivité  $R_{\parallel}$  (continu) et  $R_{\perp}$  (pointillé) associés.

La figure 5.15(b) représente les spectres des coefficients de réflectivité  $R_{\parallel}$  (continu) et  $R_{\perp}$

(pointillé) obtenus dans le cas de la structure MIM de référence placée dans les conditions d'éclairage illustrées sur la figure 5.15(a). On observe tout d'abord que la longueur d'onde  $\lambda_r$  du pic de résonance n'est pas modifiée et toujours égale à  $3,5 \mu\text{m}$ , ce qui est en accord avec le caractère local de la résonance. Ensuite, à la résonance, on a bien comme attendu théoriquement  $R_{\parallel} < R_{\perp}$  avec  $R_{\parallel} = 20,8\%$  et  $R_{\perp} = 29,2\%$ . Ces résultats sont cohérents avec ceux calculés à partir des équations 5.15a et 5.15b, le léger décalage existant pouvant être imputé aux imprécisions du calcul. On étudie l'influence de la longueur  $L$  et de la largeur  $w$  sur les propriétés de conversion de l'antenne.

### 5.4.2 Influence de $L$

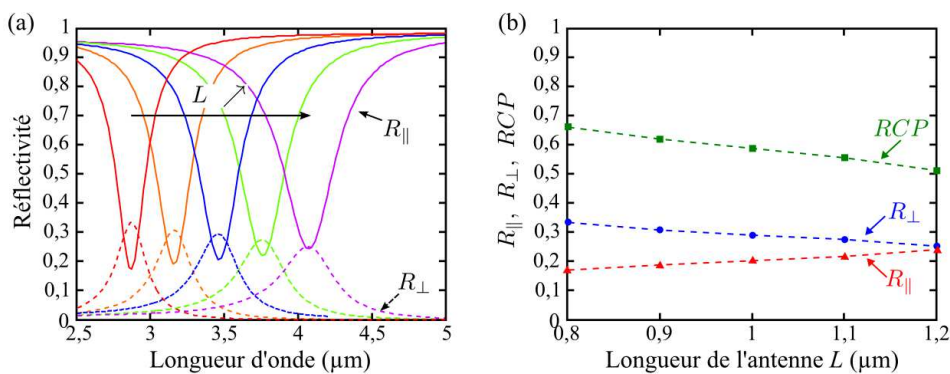


FIGURE 5.16 – (a) Spectres de réflectivité  $R_{\parallel}$  (continu) et  $R_{\perp}$  (pointillé) de la structure représenté sur la figure 5.15(a) pour des longueurs d'antenne d'or allant de  $800 \text{ nm}$  à  $1,2 \mu\text{m}$  avec un pas de  $100 \text{ nm}$ . (b) Évolution des valeurs de  $R_{\parallel}$  (triangle),  $R_{\perp}$  (point) et de RCP (carré) à la résonance en fonction de la longueur  $L$ .

La figure 5.16(a) représente l'évolution des spectres des coefficients de réflectivités  $R_{\parallel}$  (continu) et  $R_{\perp}$  (pointillé) lorsque la longueur  $L$  des antennes varie de  $800 \text{ nm}$  à  $1,2 \mu\text{m}$ . Les valeurs des réflectivités  $R_{\parallel}$  et  $R_{\perp}$  à la résonance pour chaque valeur de  $L$  sont tracées sur la figure 5.16(b). On observe que la longueur des antennes change la longueur d'onde de résonance du système comme nous l'avons déjà démontré au début de ce chapitre. Néanmoins d'après 5.16(b), la diminution de longueur conduit à la résonance à une diminution de la valeur de  $R_{\parallel}$  et une augmentation de  $R_{\perp}$  qui se traduit par une augmentation de la valeur du RCP correspondant. Ainsi la diminution de la longueur  $L$  des antennes augmente l'efficacité de la conversion de la polarisation du système, l'énergie réfléchié suivant la polarisation orthogonale étant supérieure à celle réfléchié dans la polarisation colinéaire.

### 5.4.3 Influence de $w$

La figure 5.17(a) représente les spectres des coefficients de réflectivités  $R_{\parallel}$  (continu) et  $R_{\perp}$  (pointillé) obtenus pour des valeurs de  $w$  égales à  $100, 600, 700$  et  $800 \text{ nm}$ . On trace sur la figure 5.17(b) les évolutions des valeurs des réflectivités  $R_{\parallel}$  et  $R_{\perp}$  à la résonance (*i.e.* la longueur d'onde correspondant au minima de  $R_{\parallel}$ ) en fonction de la largeur  $w$  de l'antenne. A partir de la figure 5.17(a), on observe que l'augmentation de la largeur  $w$  de l'antenne conduit

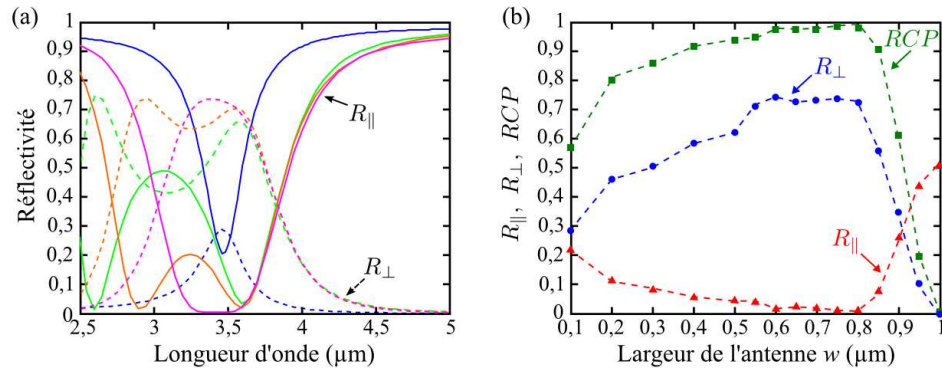


FIGURE 5.17 – (a) Spectres de réflectivité  $R_{\parallel}$  (continu) et  $R_{\perp}$  (pointillé) de la structure représentée sur la figure 5.15(a) pour des largeurs d'antenne d'or de 100 nm (bleu), 600 nm (vert), 700 nm (orange) et 800 nm (violet). (b) Évolution des valeurs de  $R_{\parallel}$  (triangle),  $R_{\perp}$  (point) et de  $RCP$  (carré) à la résonance (*i.e.* la longueur d'onde correspondant au minima de  $R_{\parallel}$ ) en fonction de la largeur  $w$ .

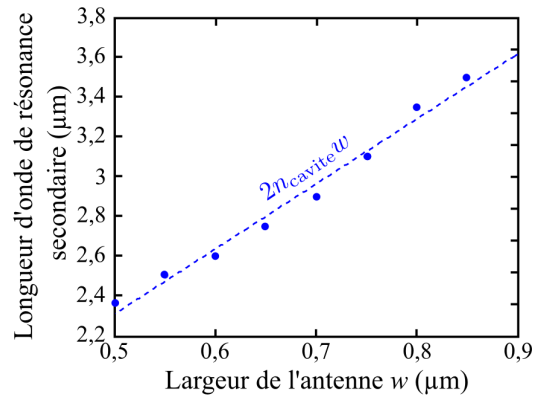


FIGURE 5.18 – Les points représentent l'évolution de la longueur de résonance secondaire en fonction de la largeur  $w$  de la structure représentée sur la figure 5.15(a). La courbe de tendance linéaire associée est tracée en pointillé,  $\lambda_r = 3,3w + \lambda_{\Phi} = 2n_{cavite}w + \lambda_{\Phi}$  avec  $n_{cavite} = 1,65$  où  $\lambda_{\Phi}$  est une constante.

à l'apparition d'un second pic de résonance provenant de la mise en résonance de l'antenne suivant l'axe  $p_2$ . On observe sur la figure 5.18 que l'évolution de la longueur d'onde de résonance de ce second pic de résonance est linéaire avec un coefficient directeur de  $2n_{cavite}$  en accord avec l'équation 5.5. On constate à partir des résultats de la figure 5.17(b) que l'augmentation de la valeur de  $w$  conduit à une augmentation de l'efficacité de conversion puisque les valeurs de  $R_{\perp}$  et de  $RCP$  augmentent. Cette augmentation va de pair avec l'augmentation du couplage des modes de l'antenne proportionnel au recouvrement des pics de résonance constaté dans la figure 5.17(a). Notons que dans le cas où  $w = L$ , les axes  $x$  et  $y$  correspondent alors aux diagonales de la structure carrée et par conséquent l'excitation selon ces axes de symétrie interdit toute conversion de polarisation.

#### 5.4.4 Conclusion

Les résultats que nous venons de présenter montrent que la structure MIM étudiée jusqu'à présent se comporte comme un polariseur dont les axes propres correspondent à la longueur et la largeur de l'antenne métallique. L'étude des influences de la longueur et de la largeur de l'antenne sur l'efficacité de la conversion de polarisation permet de modéliser cette structure comme une combinaison de deux antennes métalliques en forme de bâtonnet orthogonales.

### 5.5 Conclusion

Je me suis intéressé dans ce chapitre aux propriétés optiques particulières des structures MIM horizontales reposant sur un empilement d'une couche homogène de métal et d'une couche d'isolant sur laquelle est placé un réseau bi-périodique d'antennes métalliques sub-longueur d'onde et plus particulièrement, en forme de bâtonnet (longueur supérieure à la largeur). J'ai montré que ces structures se comportent comme des nano-résonateurs capables d'absorber de façon omni-directionnelle, quasi-totalement l'énergie incidente à une longueur d'onde accordable dans un volume sub-longueur d'onde. A partir des modèles de résonateurs présentés, j'ai pu mettre en évidence les différents mécanismes conduisant à l'absorption totale de ces antennes. J'ai vérifié en fabriquant des échantillons de ces structures en salle blanche au LPN que les simulations étaient cohérentes avec la réalité mesurée. Enfin j'ai démontré le potentiel de ces structures pour le contrôle local de la polarisation en réflexion lorsqu'elles étaient éclairées sous un angle azimutal de  $45^\circ$ . Par la suite, j'étudie théoriquement et expérimentalement des métasurfaces d'antennes MIM avec une géométrie en forme de L, celle-ci permet notamment d'augmenter le nombre de degrés de liberté du système.



## Chapitre

# 6

# Convertisseur de polarisation linéaire

## Sommaire

---

<b>6.1</b>	<b>Antennes bâtonnets hybridées pour la conversion de polarisation</b>	<b>97</b>
6.1.1	Mise en évidence de la conversion de polarisation . . . . .	99
6.1.2	Combinaison d'antennes MIM bâtonnet . . . . .	99
6.1.3	Tolérance angulaire de la conversion . . . . .	101
6.1.4	Influence des dimensions de l'antenne sur la conversion . . . . .	102
6.1.5	Pertes du système . . . . .	105
6.1.6	Conclusion . . . . .	106
<b>6.2</b>	<b>Fabrication et caractérisation d'antennes L</b>	<b>106</b>
<b>6.3</b>	<b>Réalisation d'un convertisseur de polarisation large bande</b>	<b>108</b>
<b>6.4</b>	<b>Conclusion</b>	<b>110</b>

---

Nous avons décrit dans le chapitre précédent un dispositif optique basé sur un réseau d'antennes en forme de bâtonnet Métal/Isolant/Métal permettant la conversion orthogonale de la polarisation linéaire incidente. Néanmoins, l'étude des influences de la largeur et de la longueur des antennes met en évidence la complexité de l'optimisation de la conversion puisque la modification de l'un de ces paramètres entraîne à la fois une modification de la résonance et également de l'efficacité. Afin d'augmenter le nombre de degrés de liberté du système tout en facilitant les conditions de rupture de symétrie du système, je propose un réseau d'antennes MIM basé sur des antennes métalliques en forme de L comme schématisé sur la figure 6.1(a). Je montre que cette géométrie d'antenne permet d'une part un contrôle spectral de la conversion et d'autre part de son efficacité. En particulier, je démontre théoriquement et expérimentalement la possibilité de concevoir un convertisseur de polarisation efficace et large bande.

## 6.1 Antennes bâtonnets hybridées pour la conversion de polarisation

La structure des antennes MIM en forme de L, qui sont désignées dans la suite **antennes L** par souci de simplicité, est schématisée sur la figure 6.1(b). Elle consiste en un réseau bi-périodique de période  $\Lambda$  suivant les directions  $x$  et  $y$ , d'antennes métalliques planes composées de deux bras identiques de largeur  $w$  et de longueur  $L$ , les deux bras formant un angle droit l'un par rapport à l'autre. L'épaisseur de la couche métallique structurée constituant l'antenne est fixée dans la suite à 50 nm, et est déposée sur un empilement d'une couche

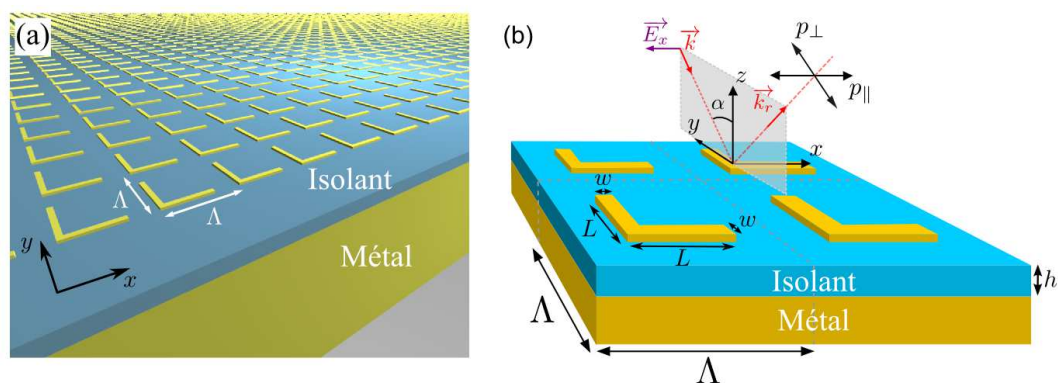


FIGURE 6.1 – (a) Schéma du réseau bi-périodique de période  $\Lambda$  d'antennes métalliques en forme de L déposées sur un miroir métallique recouvert d'une couche d'épaisseur  $h$  d'isolant. Les axes des bras de l'antenne L sont placés suivant les axes  $x$  et  $y$  du plan. (b) Configuration étudiée pour la conversion de polarisation des antennes métalliques en forme de L de largeur  $w$  et de longueur  $L$ . Le champ électrique incident est polarisé selon la direction  $x$  avec un angle d'incidence  $\alpha$  par rapport à l'axe  $z$ . Un polariseur est placé orthogonalement à l'axe optique de l'onde réfléchie (suivant  $k_r$ ) et orienté suivant l'axe  $x$  (position  $p_{||}$ ) ou dans le plan ( $yz$ ) (position  $p_{\perp}$ ).

métallique opaque (épaisseur grande devant l'épaisseur de peau) et d'une couche isolant d'épaisseur  $h$ . Les bras de l'antenne L sont respectivement colinéaires aux directions  $x$  et  $y$  du réseau. On se place dans tout ce chapitre dans le cas où la structure est éclairée par une onde polarisée transverse électrique, le champ électrique étant suivant la direction  $x$  et avec un angle d'incidence  $\alpha$  par rapport à l'axe  $z$ .

Le choix de cette géométrie s'explique naturellement à partir des résultats présentés dans le chapitre précédent. En effet, un champ électrique incident polarisé suivant l'axe d'un des bras de l'antenne va mettre en oscillation les charges libres de celui-ci. Le déplacement des charges va être transféré au second bras au niveau du contact ohmique entre les deux antennes. Par conséquent, le champ rayonné suivant la polarisation du champ incident va interférer avec ce dernier et conduire à une diminution de la réflectivité alors que le champ rayonné dans la direction orthogonale par le second bras ne sera pas perturbé et conduira à une réflectivité croisée non nulle. Nous allons par la suite vérifier la cohérence de ce modèle.

Un second polariseur sur le faisceau réfléchi permet d'analyser l'intensité réfléchie dans les deux polarisations orthogonales  $p_{||}$  et  $p_{\perp}$  comme illustré sur la figure 6.1(b). Comme au chapitre 5, on définit  $R_{||}$  (resp.  $R_{\perp}$ ) la réflectivité mesurée lorsque le polariseur est dans la position  $p_{||}$  (resp.  $p_{\perp}$ ). L'efficacité de la conversion de notre système est décrite par le couple  $(R_{\perp}, RCP)$  où  $RCP$  désigne le rapport de conversion de polarisation défini par :

$$RCP = \frac{R_{\perp}}{R_{||} + R_{\perp}} \quad (6.1)$$

La valeur du  $RCP$  indique la qualité de la conversion de polarisation réfléchie, une valeur nulle ( $RCP = 0$ ) signifie qu'il n'y a pas de conversion alors qu'une valeur  $RCP = 1$  signifie que la totalité de l'énergie réfléchie est convertie dans la polarisation croisée, tandis que  $1 - \frac{R_{\perp}}{RCP}$  donne le niveau d'absorption (et donc de pertes) dans le système.

L'ensemble des structures MIM étudiées dans la suite de ce chapitre consiste en une juxtaposition de Au/SiO<sub>2</sub>/Au. La permittivité électrique de l'or est décrite par un modèle de Drude<sup>1</sup> de la forme  $\epsilon_m(\lambda) = 1 - \left[ \left( \frac{\lambda_p}{\lambda} + i\gamma \right) \frac{\lambda_p}{\lambda} \right]^{-1}$  avec  $\lambda_p = 159$  nm et  $\gamma = 0,0077$ . La figure 6.2(a) décrit un réseau d'antennes L de période  $\Lambda = 1,5$   $\mu\text{m}$  de longueur  $L = 1$   $\mu\text{m}$  et de largeur  $w = 100$  nm placé sur une couche de 300 nm de silicium amorphe (SiO<sub>2</sub>). Ce diélectrique a un indice optique moyen de<sup>2</sup>  $n_d \simeq 1,4$  dans la bande spectrale [1 – 5]  $\mu\text{m}$

### 6.1.1 Mise en évidence de la conversion de polarisation

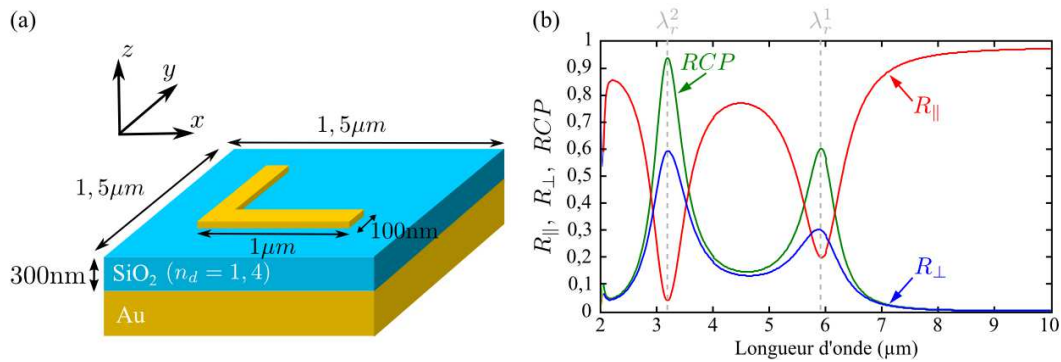


FIGURE 6.2 – (a) Schéma de la structure d'antennes MIM en forme de L prise pour référence. (b) Spectres de réflectivité des coefficients  $R_{\parallel}$  (rouge) et  $R_{\perp}$  (bleu) de la structure de référence. En vert est représenté le spectre du rapport de conversion de polarisation ( $RCP$ ). On note  $\lambda_r^1$  et  $\lambda_r^2$  la position des deux pics de résonance des spectres.

La figure 6.2(b) représente les spectres de réflectivité  $R_{\parallel}$  (rouge) et  $R_{\perp}$  (bleu) simulés de cette structure sur la plage de longueur d'onde de 2 à 10  $\mu\text{m}$ . Il existe deux pics de résonance distincts aux longueurs d'onde  $\lambda_r^2 = 3,2$   $\mu\text{m}$  et  $\lambda_r^1 = 5,9$   $\mu\text{m}$  correspondant à des valeurs de la réflectivité  $R_{\perp}$  respectivement de 60% et de 30% (resp. des valeurs de  $R_{\parallel}$  de 3% et 20%). Le spectre du rapport  $RCP$  correspondant est tracé en vert sur la figure 6.2(b). On observe qu'à la résonance  $\lambda_r^2$ , 95% de l'énergie incidente est réfléchié par le réseau dans l'état de polarisation orthogonal. A la résonance  $\lambda_r^1$ , l'efficacité de la conversion n'atteint que 60% ce qui correspond à une absorption de près de 40% de l'énergie incidente dans la structure. Cette différence d'absorption entre les deux résonances indique un comportement sensiblement différent du système. Dans la suite, les distributions spatiales du champ électrique sont étudiées pour comprendre cette différence.

### 6.1.2 Combinaison d'antennes MIM bâtonnet

Nous avons vu que le spectre de réflectivité des antennes L présente deux pics de résonance. Afin de comprendre l'origine de chaque mode de résonance, on représente sur la figure 6.3 les cartes de la composante du champ électrique  $E_z$  normalisée dans le métal au niveau

<sup>1</sup>PALIK, 1985.

<sup>2</sup>MALITSON, 1965.



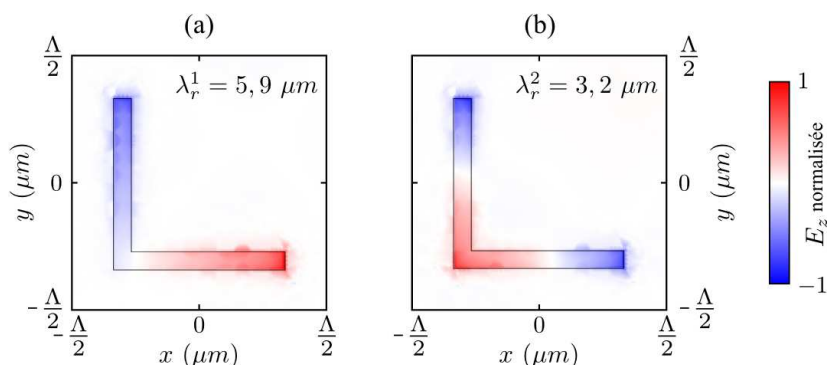


FIGURE 6.3 – Amplitude du champ électrique  $E_z$  normalisée calculée dans le métal au niveau de la surface supérieure de l'antenne à (a)  $\lambda_r^1 = 5,9 \mu\text{m}$  et (b)  $\lambda_r^2 = 3,2 \mu\text{m}$ . Le signe du champ donne directement la distribution des charges dans l'antenne.

de la surface supérieure des antennes L de référence à  $\lambda_r^2 = 3,2 \mu\text{m}$  et  $\lambda_r^1 = 5,9 \mu\text{m}$ . La distribution des charges électriques est directement proportionnelle à l'amplitude de  $E_z$ . D'après la figure 6.3(a), on constate qu'à la première résonance  $\lambda_r^1$ , les charges sont réparties antisymétriquement, un bras étant chargé positivement et l'autre négativement, laissant le centre de l'antenne neutre. Pour la seconde résonance  $\lambda_r^2$  (cf. Fig. 6.3(b)), la répartition des charges est cette fois-ci symétrique, chaque bras étant chargé négativement et le centre de l'antenne chargé positivement. A partir de ces observations, on peut expliquer ces résonances à l'aide d'un modèle électrique basé sur l'interaction de deux antennes bâtonnets. D'après les résultats du chapitre précédent, ces antennes ont des résonances dipolaires à  $\lambda_0$  qui se traduisent par une séparation des charges de signes opposés réparties au niveau des extrémités de l'antenne. Ensuite, on utilise les résultats de l'étude effectuée par Funston *et al.*<sup>3</sup> en 2009, sur l'effet du couplage plasmonique entre des nano-bâtonnets d'or avec des dimensions de l'ordre de 100 nm sur leur résonance. En particulier, la mise en contact ohmique de deux nano-bâtonnets identiques conduit à une levée de dégénérescence de leur état d'énergie propre. On obtient finalement le diagramme énergétique des résonances de l'antenne L représenté sur la figure 6.4. Il résulte de l'hybridation des résonances  $\lambda_0$  des antennes en forme de bâtonnet équivalentes identiques de longueur  $L = 1 \mu\text{m}$  et de largeur  $w = 100 \text{ nm}$  couplées orthogonalement.

Ce diagramme illustre le fait que la levée de dégénérescence de la résonance des antennes dipolaires couplées conduit à deux états de résonance. La combinaison en phase des résonances dipolaires conduit à un état de basse énergie, avec une longueur d'onde associée supérieure à  $\lambda_0$ . La comparaison de cet état avec la distribution de charge représentée sur la figure 6.3(a) démontre qu'il décrit bien la résonance observée à  $\lambda_r^1$ . Le second état dégénéré de plus haute énergie résulte quant à lui de la combinaison déphasée des résonances dipolaires, la longueur d'onde associée est inférieure à  $\lambda_0$ . Par conséquent, cet état décrit la résonance observée à  $\lambda_r^2$ , comme l'atteste la comparaison entre la distribution de charge représentée sur la figure 6.3(b) et celle prédite théoriquement illustrée sur le diagramme énergétique. Finalement, ces résultats valident l'hypothèse consistant à considérer que les

<sup>3</sup>FUNSTON *et al.*, 2009.

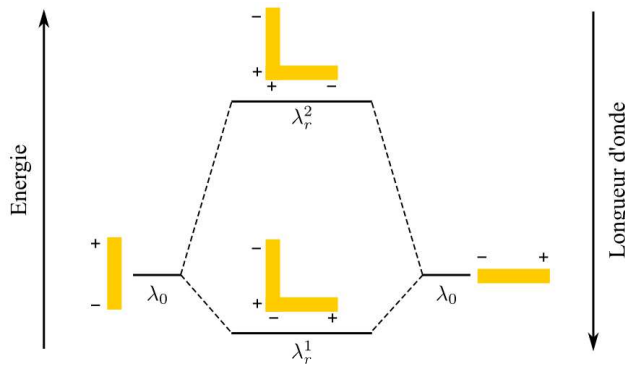


FIGURE 6.4 – Diagramme d'énergie des résonances de l'antenne MIM en forme de L obtenue à partir de l'hybridation des états d'énergie à la résonance  $\lambda_0$  des antennes dipolaires de longueur  $L$  et de largeur  $w$ .

antennes en forme de L résultent de la combinaison de deux antennes rectangulaires placées orthogonalement l'une par rapport à l'autre, et en contact ohmique au niveau de l'une de leurs extrémités. Comme l'état de résonance de l'antenne MIM en forme de bâtonnet simple est très tolérant angulairement, on peut espérer que les états hybridés ont eux aussi une bonne tolérance angulaire. C'est ce qui est étudié dans la partie suivante.

### 6.1.3 Tolérance angulaire de la conversion

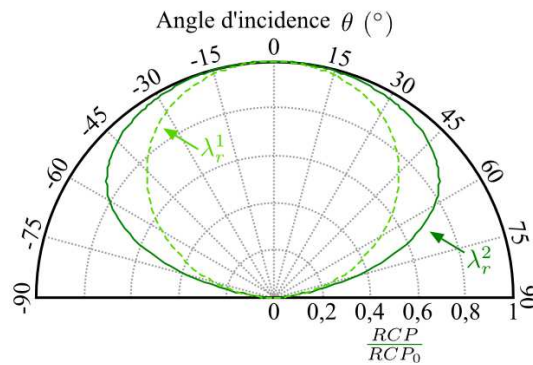


FIGURE 6.5 – Évolution du  $RCP$  normalisé par sa valeur en incidence normale à  $\lambda_r^1$  (pointillé) et  $\lambda_r^2$  (continu) de la structure de référence schématisée à la figure 6.2(a) en fonction de l'angle d'incidence  $\theta$ .

Afin d'étudier la tolérance angulaire de la conversion de polarisation des antennes L, on représente sur la figure 6.5 l'évolution du rapport  $RCP$  en fonction de l'angle d'incidence  $\alpha$  pour chaque résonance  $\lambda_r^1$  (pointillé) et  $\lambda_r^2$  (continu). La valeur du rapport  $RCP$  est normalisée par sa valeur sous incidence normale ( $RCP_0 = RCP(\alpha = 0)$ ) afin de visualiser directement sa variation relative. On observe que la valeur du  $RCP$  varie très peu ( $RCP/RCP_0 \geq 80\%$ ) jusqu'à un angle d'incidence respectivement de  $40^\circ$  à  $\lambda_r^1$  et  $60^\circ$  à  $\lambda_r^2$ . Ces résultats témoignent de la robustesse de la conversion de polarisation induite par les antennes L vis à vis des conditions d'illumination. Néanmoins, on constate que la tolérance

angulaire obtenue à la résonance  $\lambda_r^1$  est inférieure à celle obtenue à  $\lambda_r^2$ , sachant que le niveau  $RCP_0$  est déjà plus faible à  $\lambda_r^1$ . Dans la suite, nous allons étudier l'influence des dimensions de l'antenne sur ces deux résonances, ainsi que sur leur tolérance angulaire respective. Nous allons montrer qu'il est possible de rapprocher les deux résonances l'une de l'autre et de concevoir un convertisseur ayant une bande de fonctionnement élargie.

#### 6.1.4 Influence des dimensions de l'antenne sur la conversion

L'étude des spectres de réflexion des antennes L a montré l'existence de deux pics de résonances  $\lambda_r^1$  et  $\lambda_r^2$ . On montre dans ce paragraphe que la différence d'efficacité observée entre les deux résonances est influencée par la longueur et la largeur de l'antenne L. On définit comme référence la structure représentée sur la figure 6.1(a).

Influence de la longueur  $L$  des bras de l'antenne

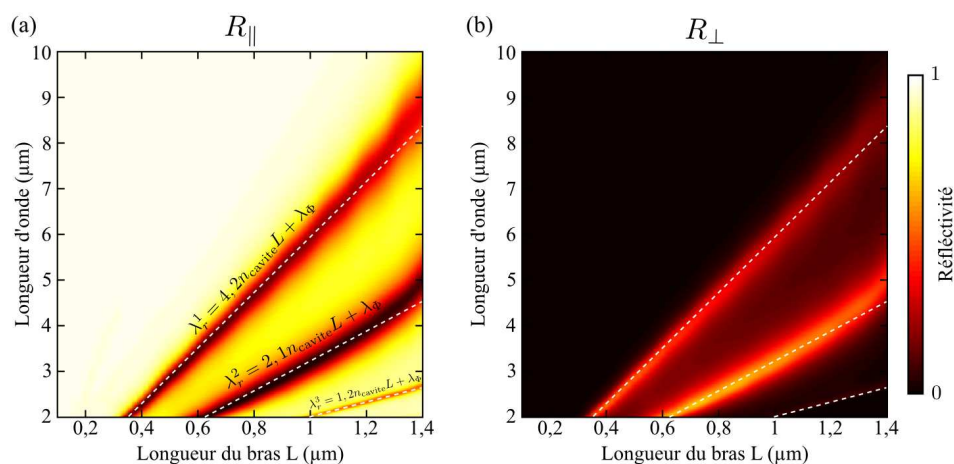


FIGURE 6.6 – Cartes d'évolution des réflectivités (a)  $R_{\parallel}$  et (b)  $R_{\perp}$  en fonction de la longueur des bras  $L$  de la structure de référence représentée sur la figure 6.2(a). Les régressions linéaires décrivant l'évolution de la position de chaque résonance sont tracées en trait pointillé sur la figure (a),  $L_{\Phi}$  désigne une constante.

Les figures 6.6(a) et (b) représentent les cartes de réflectivité  $R_{\parallel}$  et  $R_{\perp}$  lorsque la longueur  $L$  des bras des antennes L de la structure de référence (cf. Fig.6.1(a)) évolue de 100 nm à 1,4  $\mu\text{m}$ . On observe tout d'abord que le nombre de résonances des antennes L dans la bande spectrale  $[2 - 10]\mu\text{m}$  dépend de la valeur  $L$ . Ainsi pour  $L = 1,4 \mu\text{m}$ , il existe 3 pics de résonances distincts notés  $\lambda_r^1$ ,  $\lambda_r^2$  et  $\lambda_r^3$ . On constate ensuite que les valeurs de la réflectivité  $R_{\parallel}$  (resp.  $R_{\perp}$ ) obtenues à la résonance  $\lambda_r^1$  restent supérieures (resp. inférieures) à celles obtenues à la résonance  $\lambda_r^2$  quelle que soit la valeur de  $L$ . Plus précisément, à  $\lambda_r^2$  la réflectivité  $R_{\perp}$  diminue de 65% à 45% lorsque la longueur  $L$  varie de 700 à 1,4  $\mu\text{m}$  alors que parallèlement à  $\lambda_r^1$ ,  $R_{\perp}$  diminue de 40% à 20%.

On représente sur la figure 6.6 en trait pointillé blanc la régression linéaire de l'évolution des longueurs d'onde des résonances  $\lambda_r^1$ ,  $\lambda_r^2$  et  $\lambda_r^3$  en fonction de la longueur  $L$ . On constate que ces droites décrivent convenablement l'évolution des résonances. Cependant pour des

longueurs de bras supérieures à  $1,2 \mu\text{m}$ , la position des résonances tend à s'écartier du modèle linéaire, ce qui peut être expliqué par l'apparition dans la structure de couplage entre deux antennes L adjacentes. En effet, pour  $L = 1,4 \mu\text{m}$ , la période étant de  $1,5 \mu\text{m}$ , la séparation entre deux antennes est de  $100 \text{ nm}$ . Enfin, on observe que la position de chaque résonance n'est pas influencée de la même manière par la longueur  $L$ . La régression linéaire de chaque courbe montre que la résonance  $\lambda_r^1$  évolue en fonction de  $L$  avec un coefficient directeur de  $4,1n_{\text{cavite}}$  alors que pour les résonances  $\lambda_r^2$  et  $\lambda_r^3$ , on a respectivement des coefficients directeurs de  $2,1n_{\text{cavite}}$  et  $1,2n_{\text{cavite}}$  où  $n_{\text{cavite}} = n_d(1 + \delta/h) \simeq 1,51$ .

La relation entre la longueur d'onde  $\lambda_r^1$  et la longueur des bras  $L$  est en accord avec le modèle suggéré dans le paragraphe précédent considérant cette résonance comme le mode fondamental de résonance des antennes L. Nous avons vu dans le chapitre précédent que ce mode peut être décrit au premier ordre par une résonance de type Fabry-Pérot dans la cavité MIM de longueur effective  $2L$ , sa longueur d'onde est alors donnée par  $4n_{\text{cavite}}L + L_\Phi$  où  $L_\Phi$  est une constante dépendante des conditions aux interfaces de la cavité MIM. Les conditions aux limites aux extrémités de chaque bras de l'antenne L conduisent à l'existence d'ondes stationnaires dans la cavité MIM. La longueur d'onde  $\lambda_r^m$  de la  $m$ -ième harmonique du système où  $m$  désigne un entier, est alors :

$$\lambda_r^m = \frac{\lambda_r^1}{m} = \frac{4n_{\text{cavite}}L}{m} + L_\Phi \quad (6.2)$$

On remarque que les évolutions des longueurs d'ondes  $\lambda_r^2$  et  $\lambda_r^3$  calculées sont cohérentes avec les prédictions théoriques décrites par la formule 6.2 appliquée pour  $m = 2$  et  $m = 3$ . Ces résultats illustrent le fait que les différents pics de résonances observés dans le spectre de réflectivité correspondent aux différentes harmoniques du système énergétique hybridé décrivant l'antenne L. Dans la suite du chapitre, seules les résonances  $\lambda_r^1$  et  $\lambda_r^2$  qui correspondent à des efficacités de conversion supérieures à 10% sont considérées.

Influence de la largeur  $w$  des bras de l'antenne

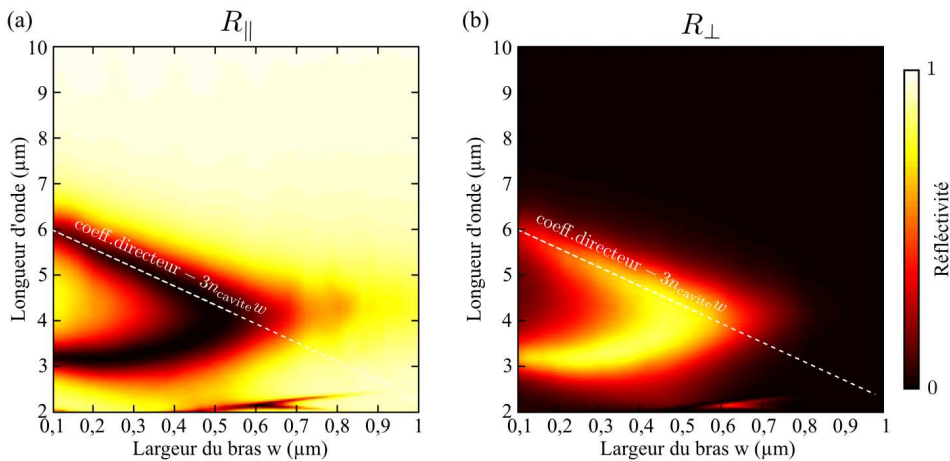


FIGURE 6.7 – Cartes d'évolution des réflectivités (a)  $R_{\parallel}$  et (b)  $R_{\perp}$  en fonction de la largeur des bras  $w$  de l'antenne L représentée sur la figure 6.2(a).

Les figures 6.7(a) et (b) représentent les cartes de réflectivité  $R_{\parallel}$  et  $R_{\perp}$  lorsque la largeur  $w$  des bras des antennes  $L$  de la structure de référence (cf. Fig.6.1(a)) évolue de 100 nm à 1  $\mu\text{m}$  (*i.e.*  $L = 1 \mu\text{m}$ ). On observe que la longueur d'onde  $\lambda_r^1$  diminue lorsque la largeur  $w$  de l'antenne augmente. A l'opposé, la longueur d'onde  $\lambda_r^2$  augmente avec la largeur  $w$ . Ainsi, on observe qu'à partir d'une largeur  $w \simeq 500$  nm les deux pics de résonances se recouvrent et on a alors  $\lambda_r^1 = \lambda_r^2 = 4 \mu\text{m}$ . Au-delà de cette largeur, on constate que la résonance du système s'atténue ( $R_{\parallel} \geq 50\%$  et  $R_{\perp} \leq 10\%$ ) pour des largeurs supérieures à 800 nm.

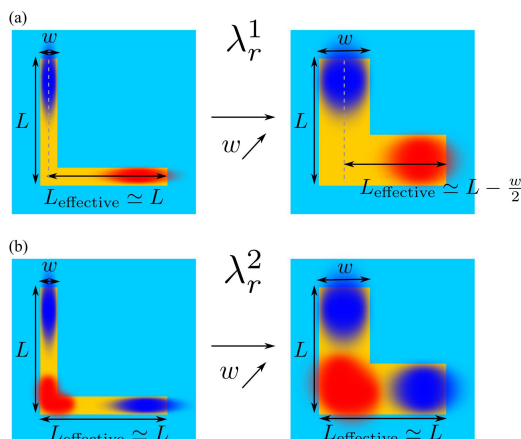


FIGURE 6.8 – Schéma illustrant l'évolution de la distance effective  $L_{\text{effective}}$  séparant les charges de signe opposé (bleu et rouge) dans l'antenne métallique en forme de L lorsque la largeur  $w$  des bras augmente (a) à la résonance  $\lambda_r^1$  et (b) à la résonance  $\lambda_r^2$ .

Les évolutions constatées des longueurs d'ondes  $\lambda_r^1$  et  $\lambda_r^2$  peuvent s'expliquer physiquement par la différence des distributions spatiales de charges correspondant à chaque résonance hybridée. En effet, à la résonance  $\lambda_r^1$  les charges de signes opposées se trouvent à chaque extrémité de l'antenne, l'augmentation de la largeur conduit à une diminution de la distance effective de séparation  $L_{\text{effective}}$  des charges comme représenté sur la figure 6.8(a). L'évolution de  $L_{\text{effective}}$  en fonction de la largeur  $w$  n'est pas évidente, néanmoins elle est comprise entre une valeur moyenne  $L_{\text{effective}} = L - w/2$  et une valeur extrême  $L_{\text{effective}} = L - w$ . Compte tenu de l'équation 6.2, la résonance  $\lambda_r^1$  évolue en fonction de  $4L_{\text{effective}}$ , l'augmentation de la largeur  $w$  conduit à la diminution linéaire de la longueur d'onde  $\lambda_r^1$  avec une pente comprise entre les valeurs de  $-2w$  et  $-4w$ . La régression linéaire tracée en pointillé blanc sur la figure 6.7 donne une pente effective de  $-3w$ . Nous avons montré dans le chapitre précédent qu'une augmentation de la largeur  $w$  conduit à une diminution du facteur de qualité, ce qui tend à décaler la résonance du système vers les plus hautes longueurs d'ondes. Cet effet permet de comprendre pourquoi la pente observée de  $\lambda_r^1$  en fonction de  $w$  est de  $-3w$  et non de  $-4w$ . De même, c'est cet effet qui explique le comportement observé à la résonance  $\lambda_r^2$ , pour laquelle la distance effective de séparation des charges n'est pas modifiée par la valeur de  $w$  ( $L_{\text{effective}} = L$ ) comme l'illustre la figure 6.8(b).

La figure 6.9 décrit l'évolution des valeurs de  $R_{\parallel}$  (rouge) et  $R_{\perp}$  (bleu) aux longueurs d'onde  $\lambda_r^1$  (pointillé) et  $\lambda_r^2$  (continu) lorsque la largeur  $w$  des antennes évolue de 100 à 500 nm. On

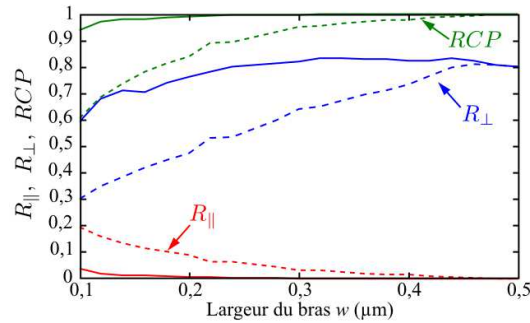


FIGURE 6.9 – Évolution des réflectivités  $R_{||}$  (rouge) et  $R_{\perp}$  (bleu) et du  $RCP$  (vert) correspondant en fonction de la largeur des bras  $w$  de la structure de référence aux résonances  $\lambda_r^1$  (pointillé) et  $\lambda_r^2$  (continu).

trace également sur la figure l'évolution du  $RCP$  (vert) correspondant. On observe que l'augmentation de la largeur des bras améliore la conversion de polarisation pour les deux résonances puisque pour  $w = 500$  nm on a  $RCP = 1$  pour les deux résonances. Les valeurs de  $R_{\perp}$  égales initialement ( $w = 100$  nm) à 30% à  $\lambda_r^1$  et à 60% à  $\lambda_r^2$  convergent vers la même valeur de 80% à  $w = 500$  nm alors que parallèlement  $R_{||}$  devient nul. Cette configuration correspond à un état de dégénérescence du système où  $\lambda_r^1 = \lambda_r^2$ .

### 6.1.5 Pertes du système

L'étude de l'influence des dimensions de l'antenne illustre leur impact direct sur la longueur d'onde et l'efficacité de la conversion. Cependant, même si nous avons vu qu'il était possible d'optimiser la largeur des bras pour obtenir une valeur du  $RCP$  proche de 1, force est de constater dans la figure 6.9 que la valeur maximale de  $R_{\perp}$  atteinte est d'environ 83% à  $\lambda_r^2$  pour une largeur  $w = 440$  nm, la valeur de  $R_{||}$  est quant à elle quasi-nulle. Par conséquent, ces résultats indiquent que près de 17% de l'énergie incidente est absorbée dans la structure sous forme de dissipation de chaleur dans l'or réel. Cette valeur supérieure à l'absorption d'un miroir d'or recouvert de la couche diélectrique sans structurations, est due à la résonance dans l'antenne MIM<sup>4</sup>. Afin d'explicitier la localisation de cette dissipation, les cartes des pertes électromagnétiques dans les couches métalliques de l'antenne L (*i.e.* au niveau de l'antenne en or en forme de L et du miroir inférieur d'or) sont représentées pour chaque résonance  $\lambda_r^1$  et  $\lambda_r^2$  respectivement sur les figures 6.10(a-b) et (c-d).

Premièrement, on remarque que pour les deux résonances, les zones de l'antenne où l'énergie dissipée est maximale correspondent aux zones où la distribution de charges est nulle. Deuxièmement, les pertes sont beaucoup plus élevées dans l'antenne que dans la couche homogène (pour laquelle, la cartographie est représentée avec un facteur 500 pour avoir la même échelle). Certes, les pertes dans la couche homogène couvrent une surface plus large que l'antenne, mais elles ne représentent que 6% de l'absorption à  $\lambda_r^1$  et 5,8% à  $\lambda_r^2$  (contre respectivement 94% et 94% pour l'absorption de la lumière incidente dans l'antenne en L).

<sup>4</sup>BOUCHON et al., 2012; JIANG et al., 2011.

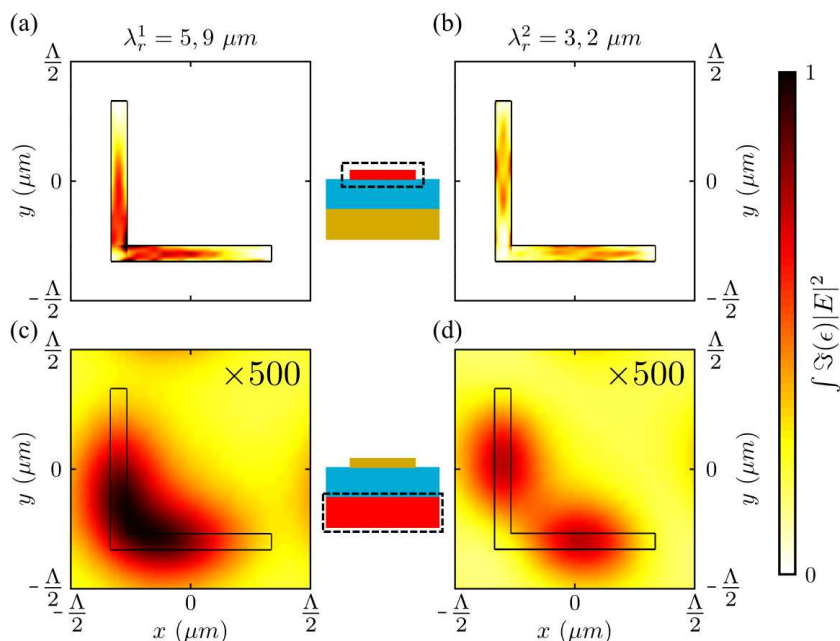


FIGURE 6.10 – Carte des pertes électromagnétiques  $\Im(\epsilon)|E|^2$  (a-b) dans l’antenne métallique structurée et (c-d) dans le miroir d’or à (a-c)  $\lambda_r^1 = 5,9 \mu\text{m}$  et (b-d)  $\lambda_r^2 = 3,2 \mu\text{m}$ .

### 6.1.6 Conclusion

Le comportement de l’antenne MIM en forme de L s’explique par l’hybridation des résonances de deux antennes rectangulaires couplées orthogonalement. Il y a levée de dégénérescence et apparition de deux résonances symétrique et antisymétrique, à des longueurs d’onde liées à la géométrie de l’antenne, et pour lesquelles il y a toujours conversion de polarisation. En jouant sur la largeur des bras, on peut dimensionner une antenne convertissant la polarisation sur une large bande avec une très bonne efficacité. Dans la suite, je vais démontrer expérimentalement ces différentes prédictions théoriques.

## 6.2 Fabrication et caractérisation d’antennes L

Dans ce paragraphe, je démontre expérimentalement le phénomène de conversion de la polarisation incidente induite par un réseau d’antennes L. Les principales étapes de la fabrication des échantillons sont décrites dans la figure 6.11 (voir le chapitre 5 pour les détails inhérents à chaque étape). Dans un premier temps, on dépose un miroir de 200 nm d’or sur un substrat de silicium avec une couche d’accroche de 20 nm de titane, suivi d’un dépôt d’une couche de 300 nm de  $\text{SiO}_2$ . On enduit ensuite une résine PMMA A5 épaisse ( $\simeq 300 \text{ nm}$ ) sur l’échantillon, suivi d’une lithographie électronique. Après développement du masque, une couche de 50 nm d’or avec une couche d’accroche de 5 nm de titane est à nouveau déposée. Finalement, on obtient notre structure d’antenne MIM par un lift off de la résine restante dans du trichloroéthylène à température ambiante. Une image au microscope électronique à balayage (MEB) d’un réseau d’antennes L fabriqué est présentée sur la figure 6.12(a). Dans

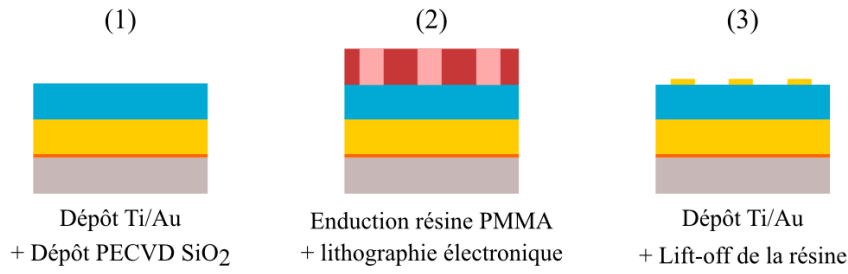


FIGURE 6.11 – Principe du procédé de fabrication des réseaux d'antennes L. (1) Dépôt d'une couche de 300 nm de d'oxyde de silicium sur un miroir d'or de 200 nm avec une couche d'accroche de titane de 20 nm sur un substrat de silicium. (2) Impression du réseau dans une résine PMMA A5 épaisse par lithographie électronique. (3) Lift d'un dépôt de 50 nm d'or.

nos conditions de réalisation, les parois des antennes métalliques ont une rugosité de l'ordre de 10 nm, négligeable devant les longueurs d'ondes étudiées.

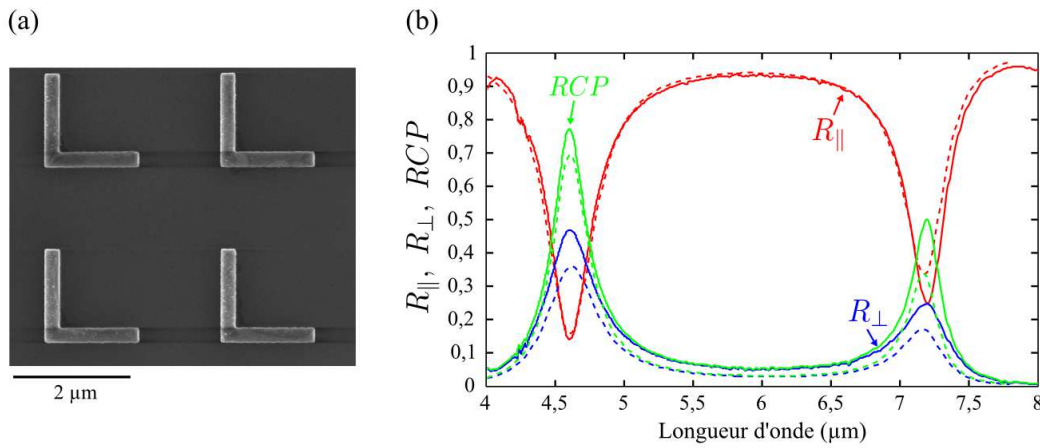


FIGURE 6.12 – (a) Image MEB du réseau de période  $\Lambda = 3 \mu\text{m}$  d'antennes L avec  $L = 1,62 \mu\text{m}$  et  $w = 270 \text{ nm}$ . (b) Spectres de  $R_{\perp}$  (bleu), de  $R_{\parallel}$  (rouge) et du  $RCP$  correspondant (vert) de la structure pour une onde incidente avec un angle  $\alpha = 13^{\circ}$  polarisée selon  $x$  mesurés au FTIR (continu) et simulés avec le modèle de Sellmeier (pointillé).

La structure MIM représentée sur la figure 6.12(a), consiste en un réseau de période  $3 \mu\text{m}$  d'antennes L avec des bras de longueur  $L = 1,62 \mu\text{m}$  et de largeur  $w = 270 \text{ nm}$ . Les spectres mesurés au FTIR de  $R_{\perp}$  (bleu continu), de  $R_{\parallel}$  (rouge continu) et du  $RCP$  correspondant (vert continu) de la structure sont tracés sur la figure 6.12(b). On observe bien la présence des deux longueurs d'onde de résonance  $\lambda_r^1 = 7,2 \mu\text{m}$  et  $\lambda_r^2 = 4,6 \mu\text{m}$  correspondant à des valeurs de  $RCP$  respectivement de 50% et 75%. Afin de valider ces résultats expérimentaux, on trace sur la figure 6.12(b) en pointillé, les spectres des réflectivités calculés de la structure en considérant le modèle de l'équation de Sellmeier<sup>5</sup> pour l'indice optique du SiO<sub>2</sub>. On constate que la réflectivité  $R_{\perp}$  est parfaitement décrite par la simulation jusqu'à  $7 \mu\text{m}$ .

$${}^5n_{\text{SiO}_2} = 1 + \frac{0,6961663\lambda^2}{\lambda^2 - (0,0684043)^2} + \frac{0,4079426\lambda^2}{\lambda^2 - (0,1162414)^2} + \frac{0,8974794\lambda^2}{\lambda^2 - (9,896161)^2}$$



Au-delà de cette longueur d'onde, le décalage observé est dû aux pertes de la silice qui ne sont pas prises en compte dans le modèle de Sellmeier. Il existe une erreur constante entre les résultats pour la réflectivité  $R_{\parallel}$ . Cette dernière peut être imputée à la référence de normalisation du système mesurée sur une zone de l'échantillon sans antenne métallique avec le polariseur de sortie orienté de sorte à optimiser l'intensité détectée. L'écart entre théorie et mesure s'explique par l'erreur introduite par le réglage manuel du polariseur pour la référence de cette courbe. Cependant, on retrouve bien l'allure attendue. On s'intéresse par la suite à la démonstration expérimentale d'un convertisseur de polarisation large bande.

### 6.3 Réalisation d'un convertisseur de polarisation large bande

Nous avons vu dans §6.1.4 que les deux longueurs d'onde de résonance ne dépendaient pas de la même manière de la géométrie des antennes L. A partir de ces résultats, je montre ici qu'il est possible de choisir les paramètres géométriques de sorte à réaliser un convertisseur de polarisation avec une large bande spectrale<sup>6</sup>.

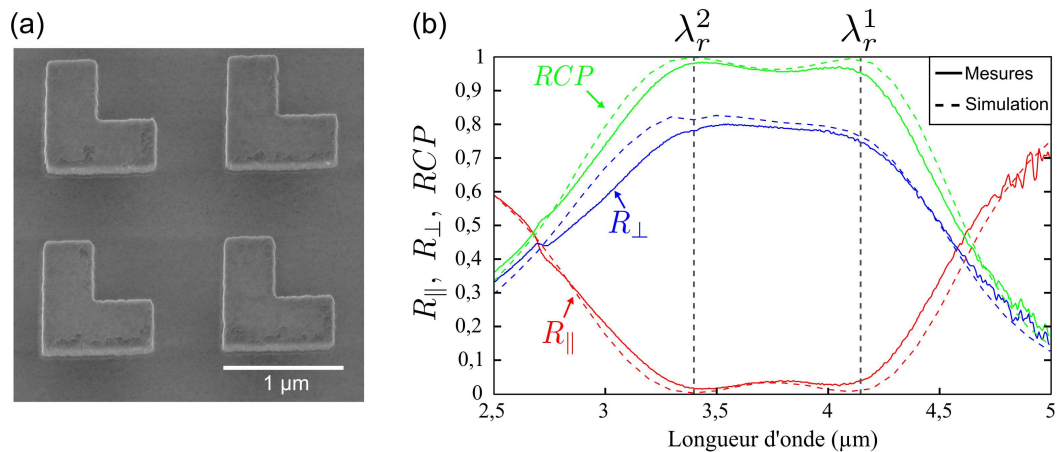


FIGURE 6.13 – (a) Image MEB du réseau de période  $\Lambda = 1,5 \mu\text{m}$  d'antennes L avec  $L = 930 \text{ nm}$  et  $w = 430 \text{ nm}$ . (b) Spectres de réflectivité de la structure pour une onde incidente avec un angle  $\alpha = 13^\circ$  polarisée selon  $x$  mesurés (continu) et simulés (pointillé).

La figure 6.13(a) représente l'image MEB de la structure réalisée en salle blanche au LPN en suivant le procédé expérimental décrit précédemment représentée sur la figure 6.11. La période du réseau est  $\Lambda = 1,5 \mu\text{m}$ , les dimensions de l'antenne d'or sont  $w = 430 \text{ nm}$  et  $L = 930 \text{ nm}$ . La couche de  $\text{SiO}_2$  a une épaisseur de  $300 \text{ nm}$ . Les spectres de réflectivité des coefficients  $R_{\parallel}$  (rouge) et  $R_{\perp}$  (bleu) de l'échantillon mesurés au FTIR placé sous vide à l'angle d'incidence de  $13^\circ$  sont tracés sur la figure 6.13(b) (trait continu). On observe d'une part une extinction quasi-totale de la réflectivité  $R_{\parallel}$  entre  $3,25 \mu\text{m}$  et  $4,25 \mu\text{m}$  avec les deux longueurs d'onde de résonance  $\lambda_r^1 = 4,2 \mu\text{m}$  et  $\lambda_r^2 = 3,4 \mu\text{m}$ . D'autre part, la réflectivité en polarisation croisée  $R_{\perp}$  sur cette plage de longueurs d'onde est quasi-constante et supérieure

<sup>6</sup>LÉVESQUE et al., 2014.

à 70%. La valeur du  $RCP$  correspondante est représentée sur la même figure (vert). Le  $RCP$  est supérieur à 95% sur la bande spectrale  $[3, 25 - 4, 25]\mu\text{m}$ , ce qui indique la conversion de la polarisation de la quasi-totalité de l'énergie réfléchie. On constate que près de 20% de l'énergie incidente est dissipée dans le métal en accord avec l'analyse des pertes du système explicitée précédemment (cf. §6.1.5). Afin de valider ces résultats expérimentaux, je représente sur la figure 6.13(b) les spectres de réflectivité obtenus par la simulation numérique de la structure (trait pointillé). Il y a un excellent accord entre les courbes théoriques et expérimentales (On considère sur cette bande spectrale un indice constant du  $\text{SiO}_2$   $n_d=1,4$ ).

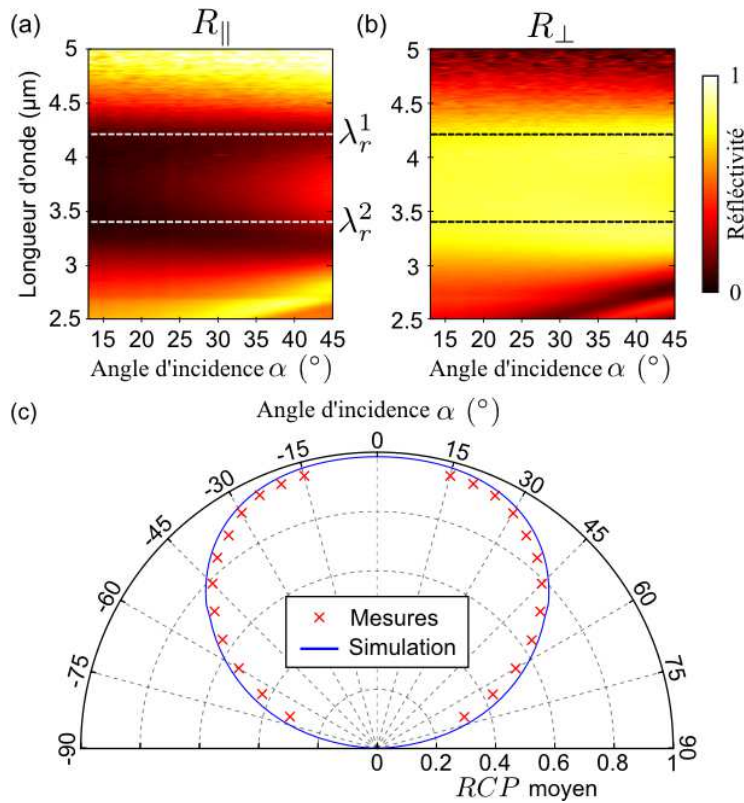


FIGURE 6.14 – Cartes de réflectivité de (a)  $R_{\parallel}$  et (b)  $R_{\perp}$  de la structure représentée sur la figure 6.13(a). (c) Évolution de la valeur moyenne du  $RCP$  expérimentale (croix rouge) et simulée (continue) sur la bande spectrale  $[3, 25 - 4, 25]\mu\text{m}$  en fonction de l'angle d'incidence  $\alpha$ .

On étudie le comportement angulaire de  $13^\circ$  à  $70^\circ$  des spectres de réflectivité  $R_{\parallel}$  et  $R_{\perp}$  sur la plage spectrale de  $2,5 \mu\text{m}$ - $5 \mu\text{m}$ . La figure 6.14(a) (resp. Fig. 6.14(b)) représente la carte de réflectivité de  $R_{\parallel}$  (resp.  $R_{\perp}$ ) mesurée en fonction de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence  $\alpha$ . Comme attendu, il apparaît que les deux résonances  $\lambda_r^1$  et  $\lambda_r^2$  sont indépendantes de l'angle d'incidence. Afin de quantifier la dépendance angulaire de l'efficacité de conversion, la figure 6.14(c) représente la valeur moyenne du  $RCP$  sur la bande spectrale  $[3, 25 - 4, 25]\mu\text{m}$  en fonction de l'angle d'incidence  $\alpha$ . Les résultats expérimentaux sont parfaitement décrits par la simulation. De plus, le  $RCP$  moyen reste supérieur à 80% jusqu'à un angle de  $45^\circ$ , ce qui confirme le caractère omnidirectionnel de la conversion de la

polarisation.

## 6.4 Conclusion

J'ai démontré le potentiel des réseaux d'antennes MIM en forme de L pour la conversion de l'état de polarisation de l'onde incidente dans l'état orthogonal en réflexion. J'ai également montré que le mécanisme de résonance de ces antennes L est décrit à partir de la combinaison et de l'hybridation des résonances de deux antennes MIM en forme de bâtonnet placées orthogonalement en contact ohmique par l'une de leurs extrémités. Par conséquent, de même que pour ces antennes MIM bâtonnets, la réponse optique des antennes L est accordable spectralement par sa géométrie dans le plan, et est omnidirectionnelle. Néanmoins, l'utilisation des antennes en forme de L permet une augmentation du nombre de degrés de liberté permettant l'optimisation spectrale et énergétique des propriétés de la conversion. La fabrication et la caractérisation expérimentale de plusieurs échantillons confirment la possibilité de réaliser une conversion de la polarisation.

En particulier, j'ai démontré expérimentalement et théoriquement que les paramètres géométriques des antennes L pouvaient être optimisés afin d'obtenir un dispositif convertissant quasi-totalement la polarisation linéaire de la lumière sur une bande spectrale de  $1 \mu\text{m}$  de large dans la bande II de l'IR ( $[3,25 - 4,25] \mu\text{m}$ ). Sur cette bande d'intérêt, les valeurs de la réflectivité  $R_{\perp} \geq 80\%$  et du  $RCP \geq 95\%$  obtenues illustrent la forte efficacité de la structure.

L'utilisation d'antennes planes métalliques pour la réalisation de composants optiques a été proposée dans la littérature<sup>7</sup>. Cependant, ces dispositifs reposent sur un réseau d'antennes métalliques en forme de V déposé sur un substrat sans miroir métallique. Par conséquent, seule une faible fraction de l'énergie incidente est transmise par les antennes dans la polarisation croisée, ce qui se traduit par une très faible efficacité ( $\leq 10\%$ ) de ces systèmes et limite leur application.

Je m'intéresse dans le prochain chapitre à la généralisation de ces résultats, lorsqu'on hybride deux antennes bâtonnets qui ne sont pas nécessairement orthogonales l'une par rapport à l'autre, mais restent en contact ohmique, ajoutant un degré de liberté additionnel.

---

<sup>7</sup>YU et al., 2011 ; YU et al., 2012.

# Chapitre 7 Généralisation de la conversion de polarisation à des antennes MIM en forme de V sous incidence azimutale

## Sommaire

---

<b>7.1</b>	<b>Description analytique de la réponse d'une antenne MIM en forme de V sous incidence azimutale . . . . .</b>	<b>111</b>
7.1.1	Formalisme de Jones . . . . .	112
7.1.2	Matrice de Jones des antennes V . . . . .	113
7.1.3	Conclusion . . . . .	116
<b>7.2</b>	<b>Validation expérimentale et théorique du modèle . . . . .</b>	<b>116</b>
7.2.1	Influence de l'angle azimutal $\theta$ . . . . .	117
7.2.2	Influence de l'angle $\beta$ . . . . .	121
<b>7.3</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>124</b>

---

Dans les précédents chapitres, j'ai décrit la conversion de polarisation obtenue à partir de réseaux d'antennes MIM dans des cas particuliers de polarisation de la lumière incidente, soit à  $45^\circ$  de l'axe de la longueur du bâtonnet métallique soit selon l'axe des bras de l'antenne en forme de L. Dans ce chapitre, je propose d'étudier les propriétés de conversion de la polarisation dans le cas général d'une structure MIM formée par des antennes MIM en forme de V illuminée par une lumière incidente avec une polarisation linéaire d'angle azimutal  $\theta$  quelconque comme schématisé dans la figure 7.1. L'objectif de cette étude est de démontrer le potentiel de ces antennes pour manipuler l'orientation de la polarisation réfléchie. Pour cela, j'ai mis en place un modèle analytique basé sur le formalisme de Jones qui décrit l'influence de l'angle azimutal sur les propriétés de conversion des antennes en forme de V. Afin de valider ce modèle, je le confronte aux résultats expérimentaux obtenus dans le cas d'antennes en forme de V avec des angles entre les deux antennes différents.

## 7.1 Description analytique de la réponse d'une antenne MIM en forme de V sous incidence azimutale

On considère dans ce chapitre un réseau bi-périodique de période  $\Lambda$  d'antennes MIM en forme de V comme schématisé sur la figure 7.1. L'antenne métallique en forme de V est composée de deux bras, notés  $b_1$  et  $b_2$ , de longueur  $L$ , de largeur  $w$  et d'épaisseur 50 nm. L'axe du bras  $b_1$  (orienté suivant la longueur) est colinéaire à l'axe  $y$  du plan alors que l'axe du bras  $b_2$  est placé avec un angle  $\beta$  de l'axe  $x$ . Enfin sauf mention contraire, la structure est éclairée par une lumière sous incidence normale avec un champ électrique polarisé avec

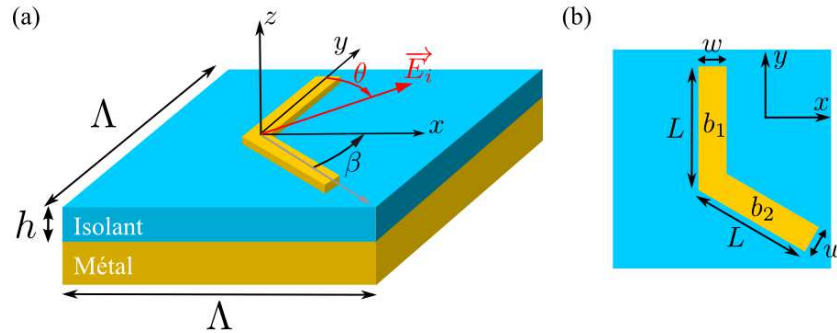


FIGURE 7.1 – (a) Schéma de la structure MIM composée d’une antenne métallique en forme de V déposée sur un miroir métallique recouvert d’une couche d’épaisseur  $h$  d’isolant. L’axe d’un des bras de l’antenne V est placé selon la direction  $y$  du plan. Le champ électrique incident  $E_0$  est polarisé avec un angle azimutal  $\theta$  par rapport à  $y$ . (b) Vue dans le plan  $(xy)$  des antennes en forme de V. Les bras notés  $b_1$  et  $b_2$  ont la même longueur  $L$  et largeur  $w$ . L’angle entre l’axe  $x$  et l’axe passant par le centre du bras  $b_2$  suivant sa longueur est noté  $\beta$ .

un angle azimutal  $\theta$  par rapport à l’axe  $y$ .

De même que dans les chapitres précédents, le coefficient de réflectivité  $R_{\parallel}$  désigne l’intensité du champ réfléchi dans le même état de polarisation que l’onde incidente soit dans le plan d’incidence (orienté suivant  $\theta$ ). Le coefficient de réflectivité  $R_{\perp}$  correspond à l’intensité du champ réfléchi dans l’état de polarisation croisé orienté suivant l’angle  $\theta + 90^\circ$ .

### 7.1.1 Formalisme de Jones

En 1941, l’américain R. Clark Jones a développé un formalisme de représentation de la lumière polarisée consistant à représenter ce faisceau en fonction de son vecteur électrique  $\vec{E}$ , lui même écrit sous la forme du vecteur de Jones<sup>1</sup> :

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \quad (7.1)$$

où  $E_x$  et  $E_y$  sont les composantes scalaires du champ électrique dans le repère orthonormé  $(O, x, y)$ . Ce formalisme peut être étendu à la description de la transformation de la polarisation par un composant optique<sup>2</sup>. En effet, si on considère un faisceau incident  $E_i$  polarisé, représenté par son vecteur de Jones noté  $\mathbf{E}_i$  qui éclaire un composant optique et qui est réfléchi avec un nouveau vecteur  $\mathbf{E}_r$  correspondant à l’onde réfléchie. Le composant optique a ainsi transformé  $\mathbf{E}_i$  en  $\mathbf{E}_r$ , ce processus peut être décrit mathématiquement par une matrice de dimension 2, la matrice de Jones notée  $J$ . On a alors :

$$\mathbf{E}_r = J\mathbf{E}_i \quad \text{où } J = \begin{pmatrix} j_{11} & j_{12} \\ j_{21} & j_{22} \end{pmatrix} \quad (7.2)$$

où les coefficients diagonaux  $j_{11}$  et  $j_{22}$  décrivent la conservation de la polarisation de

<sup>1</sup>HECHT, FAVEUR et MEYZONNETTE, 2005 ; JONES, 1941.

<sup>2</sup>KANG et al., 2012 ; MENZEL, ROCKSTUHL et LEDERER, 2010 ; MUTLU et OZBAY, 2012.

l'onde incidente et les coefficients anti-diagonaux  $j_{21}$  et  $j_{12}$  décrivent la conversion de la polarisation dans l'état croisé à l'onde incidente. En effet, on obtient après développement de l'équation 7.2 :

$$\begin{aligned} E_{rx} &= j_{11}E_{ix} + j_{12}E_{iy} \\ E_{ry} &= j_{21}E_{ix} + j_{22}E_{iy} \end{aligned} \quad (7.3)$$

Par conséquent, il est possible de décrire les propriétés de polarisation d'un composant optique à partir de la détermination de sa matrice de Jones.

### 7.1.2 Matrice de Jones des antennes V

Par définition la matrice de Jones d'un système optique décrit sa capacité de transformation d'états de polarisation orthogonaux, ainsi je cherche dans ce paragraphe à établir l'expression analytique de la matrice de Jones  $J_{xy}$  des antennes MIM en forme de V étudiées dans le repère orthonormé  $(O, x, y)$  en fonction de l'angle  $\beta$  du bras  $b_2$  avec l'axe  $x$ . La matrice  $J_{xy}$  décrit le champ électrique rayonné par les antennes en V lorsqu'elles sont excitées par un champ électrique incident.

#### Rappel sur les antennes MIM

Les résultats obtenus dans les chapitres § 5 et § 6 utiles par la suite sont résumés ci-après :

1. la structure MIM obtenue avec une antenne métallique supérieure en forme de bâtonnet de longueur  $L$  et de largeur  $w$  se comporte comme une antenne électrique. A sa résonance lorsqu'elle est éclairée par un champ électrique polarisé suivant sa longueur, elle rayonne un champ électrique de même polarisation et d'amplitude  $\zeta$  qui résulte du déplacement des charges électriques dans le bâtonnet métallique.
2. Le coefficient de réflexion  $r$  de la structure MIM est donné par  $r = \zeta - 1$ .
3. Une structure MIM avec une antenne en forme de L (longueur  $L$ , largeur  $w$ ) peut être décrite comme la combinaison de deux structures MIM bâtonnets (longueur  $L$ , largeur  $w$ ) placées orthogonalement et couplées par contact ohmique au niveau d'une de leurs extrémités. Du fait de ce contact, un champ électrique incident polarisé suivant l'axe d'un seul bras peut exciter la résonance du second bras et conduire à un champ rayonné en polarisation croisée.

#### Matrice d'émission des antennes V

La généralisation de ces résultats aux structures MIM avec des antennes en forme de V conduit à la description de ces antennes comme la combinaison de deux antennes rectangulaires "virtuelles"  $A_1$  et  $A_2$  de longueur  $L$  et de largeur  $w$  couplées par contact ohmique comme illustré sur la figure 7.2. L'antenne  $A_1$  (resp.  $A_2$ ), étant assimilée au bras  $b_1$  (resp.  $b_2$ ) de l'antenne V est orientée suivant le vecteur unitaire  $\vec{u}_1$  (resp.  $\vec{u}_2$ ) dirigé suivant la longueur

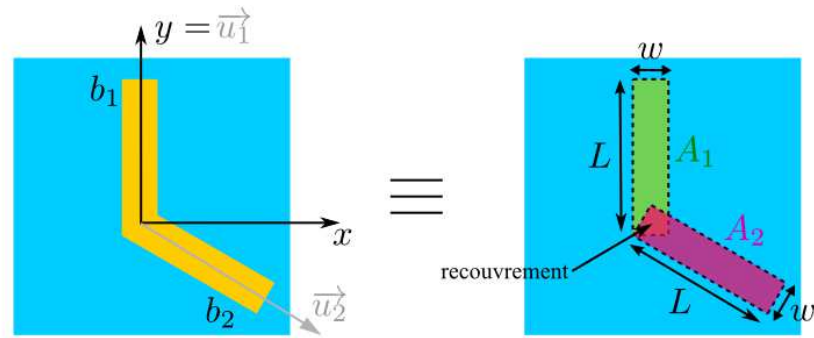


FIGURE 7.2 – Pour la mise en place du modèle analytique, on fait l’hypothèse que les bras  $b_1$  et  $b_2$  de l’antenne en forme de V peuvent être assimilés à une combinaison de deux antennes rectangulaires  $A_1$  et  $A_2$  identiques de longueur  $L$  et de largeur  $w$ . La longueur de chaque antenne étant orientée suivant les vecteurs  $u_1$  et  $u_2$ .

de l’antenne  $A_1$  (resp.  $A_2$ ). On définit la matrice  $J_{12}$  décrivant le champ rayonné  $\vec{E}_s$  par la structure suite à une excitation par un champ incident  $\vec{E}_i$  dans le repère  $(O, \vec{u}_1, \vec{u}_2)$ , soit :

$$\vec{E}_s = J_{12} \vec{E}_i \Rightarrow \begin{pmatrix} E_{s1} \\ E_{s2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{i1} \\ E_{i2} \end{pmatrix} \quad (7.4)$$

La matrice  $J_{xy}$  de Jones de la structure s’obtient alors par le produit matriciel suivant :

$$J_{xy} = P^{-1} J_{12} P \quad (7.5)$$

où  $P$  désigne la matrice de passage de la base  $(\vec{u}_1, \vec{u}_2)$  à la base  $(x, y)$  et  $P^{-1}$  son inverse. Leurs expressions sont alors :

$$P = \begin{pmatrix} \frac{1}{\cos \beta} & 0 \\ \tan \beta & 1 \end{pmatrix}, P^{-1} = \begin{pmatrix} \cos \beta & 0 \\ -\sin \beta & 1 \end{pmatrix} \quad (7.6)$$

Ainsi la connaissance de la matrice  $J_{12}$  permet de calculer la matrice de Jones  $J_{xy}$  de la structure. Or l’élément  $a_{ij}$  de la matrice  $J_{12}$  décrit le champ rayonné selon  $\vec{u}_j$  lorsque l’antenne V est excitée par un champ polarisé suivant  $\vec{u}_i$ . On définit le coefficient  $\eta_i$  décrivant l’amplitude réelle du champ rayonné par l’antenne  $A_i$  lorsqu’elle est excitée par un champ incident polarisé suivant  $\vec{u}_i$  et le coefficient  $\eta_{ij}$  qui décrit l’amplitude réelle du champ émis par l’antenne  $A_j$  lorsque l’antenne  $A_i$  est excitée avec un champ incident polarisé suivant  $\vec{u}_i$ . A partir de ces définitions et de la configuration schématisée dans la figure 7.2, on obtient les expressions suivantes des éléments de la matrice  $J_{12}$  :

$$\begin{aligned} a_{ii} &= \eta_i - \eta_{ij} \sin \beta \\ a_{ij} &= -\eta_{ji} + \eta_i \sin \beta \end{aligned} \quad (7.7)$$

Par conséquent, la matrice  $J_{12}$  s'écrit alors :

$$J_{12}(\beta) = \begin{pmatrix} \eta_1 - \eta_{12} \sin \beta & -\eta_{21} + \eta_1 \sin \beta \\ -\eta_{12} + \eta_2 \sin \beta & \eta_2 - \eta_{21} \sin \beta \end{pmatrix} \quad (7.8)$$

A partir des équations 7.4 et 7.6, la matrice de Jones  $J_{xy}$  de la structure peut être développée telle que :

$$J_{xy}(\beta) = \begin{pmatrix} \eta_1(1 + \sin^2 \beta) - \sin \beta(\eta_{12} + \eta_{21}) & (\eta_1 \sin \beta - \eta_{21}) \cos \beta \\ (2\eta_2 - \eta_1(1 + \sin^2 \beta)) \tan \beta + \eta_{12}(\tan \beta \sin \beta - \frac{1}{\cos \beta}) & \eta_2 - \eta_1 \sin^2 \beta \end{pmatrix} \quad (7.9)$$

Concrètement les coefficients  $\eta_i$  et  $\eta_{ij}$  sont déterminés à partir des résultats obtenus par la simulation pour des valeurs de  $\beta$  et de  $\theta$  particulières (par exemple  $0^\circ$  ou  $90^\circ$ ). Or en considérant que les deux antennes  $A_1$  et  $A_2$  ont des dimensions identiques, il est possible de réduire le nombre de paramètres :

$$\begin{aligned} \eta_1 &= \eta_2 \\ \eta_{12} &= \eta_{21} \end{aligned} \quad (7.10)$$

Expression analytique des coefficients de réflectivité  $R_{\parallel}$  et  $R_{\perp}$

La généralisation de la définition du coefficient de réflexion  $r$  de la structure MIM au cas d'un système avec deux antennes rectangulaires est décrite par une matrice  $2 \times 2$   $R_{xy}$  définie par :

$$R_{xy}(\beta) = J_{xy}(\beta) - I_2 \quad (7.11)$$

où  $I_2$  est la matrice identité du second ordre. Le champ électrique incident  $\vec{E}_i$  est polarisé avec un angle azimutal  $\theta$  par rapport à l'axe  $y$  du plan qui correspond au vecteur de Jones  $(\sin \theta, \cos \theta)$  comme l'illustre la figure 7.3, ainsi le champ réfléchi  $\vec{E}_r$  par la structure est :

$$\vec{E}_r = R_{xy}(\beta) \vec{E}_i \quad (7.12)$$

Les coefficients de réflectivité  $r_{\parallel}$  et  $r_{\perp}$  sont alors définis comme le rapport en amplitude de l'onde réfléchie  $\vec{E}_r$  respectivement dans l'état de polarisation colinéaire ( $p_{\parallel}$ ) et orthogonale ( $p_{\perp}$ ) à la polarisation incidente comme indiqué sur la figure 7.3. Ces coefficients sont alors directement calculés suivant :

$$\begin{aligned} r_{\parallel} &= \frac{\vec{E}_r \cdot \vec{E}_i}{|\vec{E}_i|^2} \\ r_{\perp} &= \frac{(\vec{E}_r \times \vec{E}_i) \cdot \vec{z}}{|\vec{E}_i|^2} \end{aligned} \quad (7.13)$$

où  $\vec{z}$  désigne le vecteur unitaire dirigé selon  $z$ . Par définition on obtient les coefficients de réflectivité en intensité  $R_{\parallel}$  et  $R_{\perp}$  définis dans les chapitres précédents :



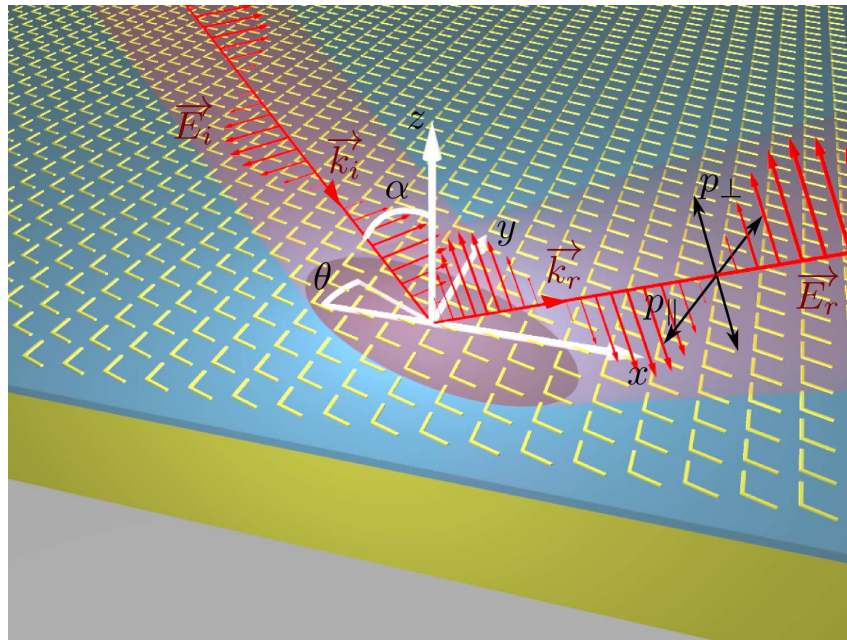


FIGURE 7.3 – Schéma du réseau d’antennes en forme de V éclairé par un faisceau lumineux avec un angle d’incidence  $\alpha$  et un angle azimutal  $\theta$  et une polarisation TE. Un polariseur est placé orthogonalement à l’axe optique de l’onde réfléchie (suivant  $k_r$ ) et orienté suivant la polarisation de l’onde incidente (position  $p_{\parallel}$ ) ou tourné à  $90^\circ$  (position  $p_{\perp}$ ).

$$\begin{aligned} R_{\parallel} &= r_{\parallel} r_{\parallel}^* \\ R_{\perp} &= r_{\perp} r_{\perp}^* \end{aligned} \tag{7.14}$$

### 7.1.3 Conclusion

J’ai présenté dans cette partie la méthode suivie pour décrire analytiquement la conversion de la polarisation obtenue avec des structures MIM formées avec des antennes en forme de V éclairées par un champ électrique avec une polarisation linéaire quelconque. Ce modèle est basé sur le formalisme de Jones et l’hypothèse consistant à assimiler les antennes métalliques en forme de V à un système à 2 dimensions correspondant aux antennes rectangulaires métalliques équivalentes. Afin de valider le modèle développé, je le confronte aux résultats donnés par la simulation numérique de la structure ainsi qu’à l’expérience.

## 7.2 Validation expérimentale et théorique du modèle

Le modèle présenté dans le paragraphe précédent est très général et de ce fait prend en compte l’influence de l’ensemble des configurations possibles puisqu’il permet de décrire l’influence de l’angle azimutal  $\theta$  de la polarisation incidente en fonction de l’angle  $\beta$  du bras  $b_2$  de l’antenne V. Je cherche ici à valider les résultats donnés par le modèle en les confrontant aux résultats issus de la simulation exacte de la structure ou expérimentaux

dans deux configurations particulières. La première consiste à étudier numériquement l'influence de l'angle azimutal  $\theta$  sur les coefficients de réflectivité  $R_{\parallel}$  et  $R_{\perp}$  à la résonance d'une structure en forme de L ( $\beta = 0^\circ$ ). Puis je cherche à décrire avec le modèle l'évolution de la réflectivité mesurée en fonction de l'angle  $\delta$  entre les polariseurs d'entrée et de sortie dans le cas d'antennes en forme de V avec des valeurs d'angles  $\beta$  différentes toutes éclairées avec un champ incident polarisé selon l'antenne  $A_1$  ( $\theta = 0^\circ$ ).

### 7.2.1 Influence de l'angle azimutal $\theta$

Caractérisation expérimentale d'une métasurface d'antennes L

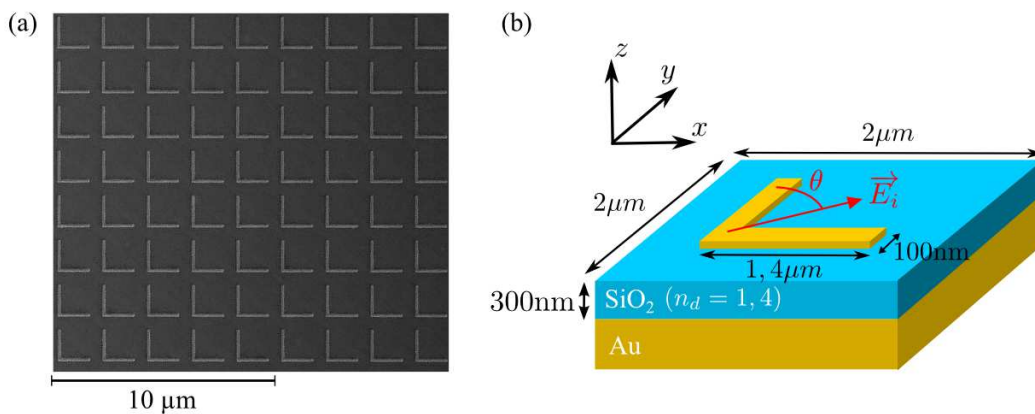


FIGURE 7.4 – (a) Image MEB du réseau de période  $2\ \mu\text{m}$  d'antennes L de longueur  $L = 1,4\ \mu\text{m}$  et  $w = 100\ \text{nm}$ . (b) Schéma décrivant les conditions d'éclairage considérées, le champ électrique est orienté suivant l'angle  $\theta$  avec l'antenne  $A_1$ .

L'image MEB de la structure MIM étudiée est représentée sur la figure 7.4(a). Elle consiste en un miroir continu d'or recouvert par une couche continue de SiO<sub>2</sub> de 300 nm d'épaisseur sur laquelle est déposé un réseau bi-périodique de période  $2\ \mu\text{m}$  d'antennes L d'or de longueur  $L = 1,4\ \mu\text{m}$ , de largeur  $w = 100\ \text{nm}$  et d'épaisseur 50 nm. La structure est éclairée par une onde avec un angle d'incidence  $\alpha$  et un angle azimutal  $\theta$  comme représenté sur la figure 7.4(b). Les spectres des réflectivités  $R_{\parallel}$  et  $R_{\perp}$  mesurés au FTIR pour  $\theta = 0^\circ$  et une incidence de  $13^\circ$  sont représentés sur la figure 7.5. On observe deux pics de résonance de la structure à  $\lambda_r^2 = 4,3\ \mu\text{m}$  et  $\lambda_r^1 = 7,2\ \mu\text{m}$ . Les spectres de réflectivités obtenus par la simulation en prenant en compte le modèle de Sellmeier à trois termes pour décrire l'indice optique du SiO<sub>2</sub>, une longueur  $L = 1,4\ \mu\text{m}$  et une largeur  $w = 100\ \text{nm}$  de l'antenne sont tracés en pointillé (magenta) sur la figure 7.5. Les résultats obtenus décrivent parfaitement les spectres mesurés pour des longueurs d'onde inférieures à  $6\ \mu\text{m}$ . Au-delà de cette longueur d'onde, on observe un décalage entre les spectres qui se traduit par un décalage de 300 nm sur la position de la résonance  $\lambda_r^1$ . D'après Tan *et al.*<sup>3</sup>, le modèle de Sellmeier à trois termes est valide jusqu'à la longueur d'onde de  $6,7\ \mu\text{m}$ , néanmoins cette étude mentionne également que cette limite peut varier en fonction de la qualité du dépôt et des impuretés dans la couche de SiO<sub>2</sub>. Afin de rendre compte de l'influence des pertes dues à l'absorption du SiO<sub>2</sub> dans la

<sup>3</sup>TAN, 1998.

réponse de la structure, je considère le modèle des oscillateurs de Brendel décrit en 1992<sup>4</sup>, et utilisé en 2012 par par J. Kishkat *et al.*<sup>5</sup> pour décrire l'évolution mesurée de l'indice optique de la silice dans l'IR sur la bande spectrale de [1, 54 – 14, 29]μm

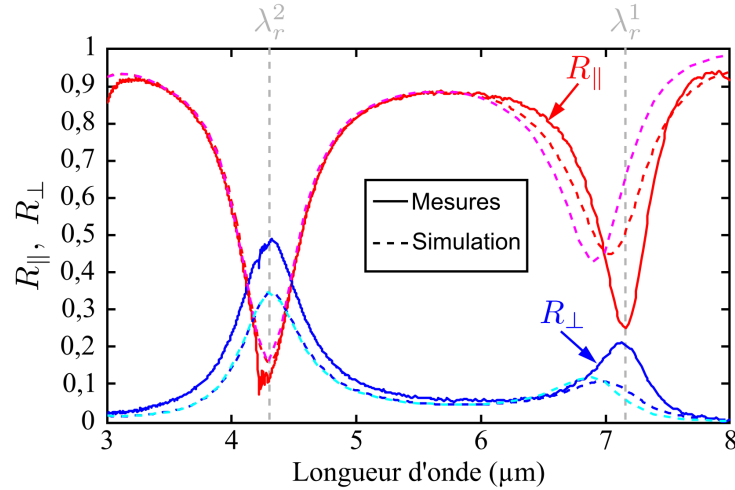


FIGURE 7.5 – Spectres des réflectivités  $R_{\parallel}$  et  $R_{\perp}$  mesurés (trait continu) au FTIR des antennes L de la figure 7.4(a) avec un champ électrique polarisé suivant un angle  $\theta = 0^\circ$  avec l'axe de l'antenne  $A_1$  et un angle d'incidence de  $13^\circ$ . Les spectres en pointillé magenta et rouge correspondent aux résultats obtenus par simulation de la structure avec respectivement les modèles de Sellmeier et Brendel-Bormann pour l'indice du  $\text{SiO}_2$  avec des antennes de longueur  $L = 1,4 \mu\text{m}$  et  $w = 90 \text{ nm}$ .

### Modèle de Brendel-Bormann

Au premier ordre, la contribution  $\chi_j$  de chaque mode  $j$  de vibration du matériau peut être décrite par un modèle de Drude-Lorentz, tel que :

$$\chi_j(v) = \frac{v_{pj}^2}{v_{0j}^2 - v^2 - iv_{\tau j}v} \quad (7.15)$$

où  $v$ ,  $v_{pj}$ ,  $v_{0j}$  et  $v_{\tau j}$  désignent respectivement la fréquence d'étude, la fréquence centrale, la fréquence plasma et le facteur de perte du mode  $j$ . L'oscillateur de Brendel correspond à un oscillateur de Drude-Lorentz avec une distribution spectrale inhomogène, en d'autres termes, la répartition des oscillateurs de Drude-Lorentz autour de la fréquence de résonance du mode est décrite par une distribution gaussienne. La contribution  $\chi_j$  de chaque mode devient alors :

$$\chi_j(v) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_j} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{(x - v_{0j})^2}{2\sigma_j^2}\right) \frac{v_{pj}^2}{v_{0j}^2 - v^2 - iv_{\tau j}v} dx \quad (7.16)$$

où  $\sigma_j$  désigne la largeur de la distribution gaussienne. La permittivité électrique  $\epsilon$  du matériau considéré est alors :

<sup>4</sup>BRENDEL et BORMANN, 1992.

<sup>5</sup>KISCHKAT et al., 2012.

$\epsilon_\infty$	$v_{01}$	$v_{\tau 1}$	$v_{p1}$	$\sigma_1$	$v_{02}$	$v_{\tau 2}$	$v_{p2}$	$\sigma_2$	$v_{03}$	$v_{\tau 3}$	$v_{p3}$	$\sigma_3$	$v_{04}$	$v_{\tau 4}$	$v_{p4}$	$\sigma_4$
2,09	946	0,59	579	78	1067	1,23	290	125	958	8,52	457	62	798	54,95	406	180

TABLEAU 7.1 – Valeurs des paramètres du modèle de Brendel pris en compte pour les simulations.  $v_{0j}$ ,  $v_{\tau j}$ ,  $v_{pj}$  et  $\sigma_j$  sont exprimés en  $\text{cm}^{-1}$ .

$$\epsilon = \epsilon_\infty + \sum_{j=1}^m \chi_j(v) \quad (7.17)$$

Ainsi, le modèle de Brendel-Bornmann décrit la permittivité électrique comme la somme de  $m$  distributions d'oscillateurs harmoniques inhomogènes. L'ensemble des valeurs des paramètres sus-décrits pris en compte pour nos simulations est résumé dans le tableau 7.1.

Les spectres de réflectivité de la structure obtenus avec le modèle de Brendel-Bornmann sont tracés en trait pointillé rouge sur la figure 7.5. On observe que la prise en compte des pertes du diélectrique a permis de réduire le décalage entre les pics de résonances  $\lambda_r^1$  simulé et mesuré à environ 100 nm. Malgré cette amélioration, on constate que le comportement de la structure est difficile à décrire pour les longueurs d'onde supérieure à 6,5  $\mu\text{m}$ , le modèle de la silice ne permettant pas de décrire parfaitement l'indice du dépôt réalisé. Notons toutefois qu'il est possible de déterminer les paramètres du modèle de Brendel-Bornmann décrivant notre dépôt à partir de mesures à l'ellipsomètre d'un échantillon. Cependant, les propriétés des dépôts variant d'un échantillon à l'autre, pour réaliser une mesure propre, il faudrait réaliser de nouveaux échantillons sur lesquels on garderait une surface de silice non recouverte d'antennes métalliques assez grande pour effectuer la mesure à l'ellipsomètre.

L'étude de la dépendance du phénomène de conversion en fonction de l'angle azimutal  $\theta$  sous une incidence normale (*i.e.*  $\alpha = 0^\circ$ ) est calculée à partir du calcul des réflectivités  $R_{\parallel}$  et  $R_{\perp}$  aux longueurs d'onde de résonance  $\lambda_r^2 = 4,3 \mu\text{m}$  et  $\lambda_r^1 = 7,1 \mu\text{m}$  en utilisant le modèle de Brendel-Bornmann.

### Description analytique

La description analytique du comportement des antennes L, dans les conditions d'illumination sus-décrites est obtenue en appliquant notre modèle pour un angle  $\beta = 0^\circ$ . En considérant de plus les égalités 7.10, la matrice  $R_{xy}$  de la structure est alors :

$$R_{xy} = \begin{pmatrix} \eta_1 - 1 & -\eta_{12} \\ -\eta_{12} & \eta_1 - 1 \end{pmatrix} \quad (7.18)$$

Le vecteur de Jones du champ électrique réfléchi  $\vec{E}_r$  par la structure éclairée par une onde incidente  $\vec{E}_i$  avec le vecteur de Jones associé ( $\sin \theta, \cos \theta$ ) est alors :

$$\vec{E}_r = \begin{pmatrix} (\eta_1 - 1) \sin \theta - \eta_{12} \cos \theta \\ (\eta_1 - 1) \cos \theta - \eta_{12} \sin \theta \end{pmatrix} \quad (7.19)$$

En utilisant les équations 7.13 et 7.14, les coefficients de réflectivité  $R_{\parallel}$  et  $R_{\perp}$  s'écrivent alors :

$$R_{\parallel} = [(\eta_1 - 1) - \eta_{12} \sin(2\theta)]^2, \quad (7.20a)$$

$$R_{\perp} = \eta_{12}^2 \cos^2(2\theta). \quad (7.20b)$$

Validation de la réponse linéaire de la structure

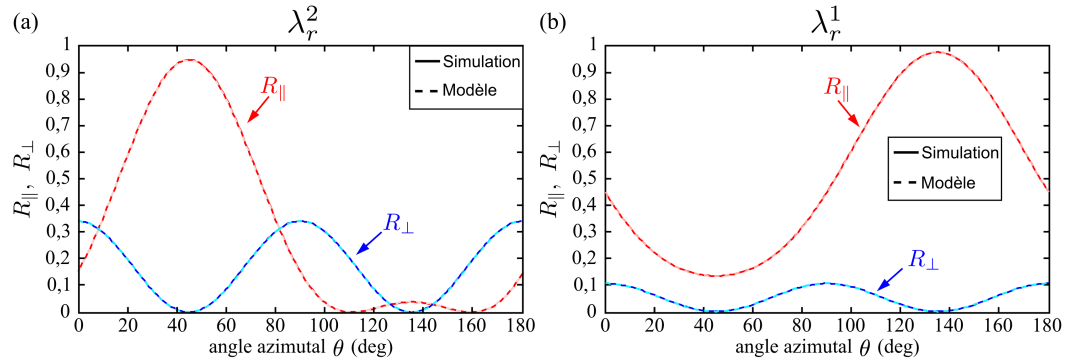


FIGURE 7.6 – Évolutions des réflectivités  $R_{\parallel}$  (rouge) et  $R_{\perp}$  (bleu) obtenues à partir des équations 7.20a et 7.20b (pointillé) et par la simulation avec la méthode RCWA (continu) de la structure MIM représentée sur la figure 7.4 en fonction de l'angle azimutal  $\theta$  aux longueurs d'onde (a)  $\lambda_r^2 = 4,3 \mu\text{m}$  et (b)  $\lambda_r^1 = 7,1 \mu\text{m}$ .

Les figures 7.6 représentent en trait continu l'évolution des coefficients de réflectivité  $R_{\parallel}$  (rouge) et  $R_{\perp}$  (bleu) aux deux longueurs d'onde de résonance de la structure lorsque l'angle azimutal  $\theta$  évolue de  $0^\circ$  à  $90^\circ$  correspondant respectivement à une polarisation suivant  $A_1$  et  $A_2$ , obtenue par la simulation numérique de la structure avec une méthode RCWA (Rigorous Coupled Wave Analysis)<sup>6</sup>. On remarque que la réflectivité  $R_{\perp}$  a bien une dépendance sinusoïdale en fonction de  $\theta$ . On trace les évolutions des réflectivités  $R_{\parallel}$  et  $R_{\perp}$  obtenues à partir des expressions analytiques 7.20a et 7.20b en trait pointillé sur la figure 7.6. La simulation numérique donne les valeurs des paramètres  $\eta_1 = 0,818e^{-i0,123\pi}$  et  $\eta_{12} = 0,581e^{-i0,791\pi}$  pour la longueur d'onde  $\lambda_r^2$  et  $\eta_1 = 0,610e^{-i0,228\pi}$  et  $\eta_{12} = 0,316e^{i0,250\pi}$  pour la longueur d'onde  $\lambda_r^1$ . On retrouve bien à partir des équations 7.20a et 7.20b les évolutions des réflectivités obtenues par la simulation exacte, ainsi l'antenne en forme L peut être assimilée à une combinaison orthogonale dans le plan  $(xy)$  de deux antennes rectangulaires. De plus, on observe que la réflectivité  $R_{\perp}$  est maximale pour des angles  $\theta = (2m + 1)\pi/2$  correspondant à un champ incident polarisé suivant les axes des antennes  $A_1$  et  $A_2$ .

A la longueur d'onde de résonance  $\lambda_r^2$  (cf. Fig.7.6(a)), la structure se comporte comme un miroir classique lorsqu'elle est éclairée avec une polarisation orientée suivant son axe de symétrie correspondant à la diagonale du carré formé par les antennes  $A_1$  et  $A_2$  passant par leur zone de contact. Au contraire à l'angle azimutal  $\theta = 3\pi/4$ , les réflectivités  $R_{\perp}$  et  $R_{\parallel}$  sont quasi-nulles ce qui conduit à une absorption quasi-totale de l'énergie incidente. On observe qu'à la longueur d'onde  $\lambda_r^1$  (cf. Fig.7.6(b)), il n'existe pas de valeur de l'angle  $\theta$  annulant

<sup>6</sup>HUGONIN et LALANNE, 2005.

totalemment la réflectivité  $R_{\parallel}$  dans la configuration d'antennes L étudiée.

A partir de ces résultats, on remarque que les antennes en forme de L peuvent être assimilées à leur tour à une antenne bâtonnet avec la longueur orientée à  $\theta = 135^\circ$  et la largeur à  $\theta = 45^\circ$  de l'axe du bras suivant  $x$ . Ces résultats prouvent également que l'hypothèse décrite par le système 7.10 est cohérente.

### 7.2.2 Influence de l'angle $\beta$

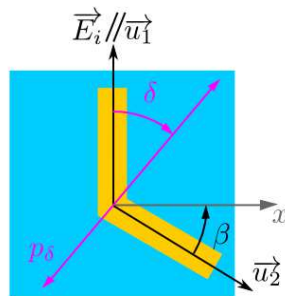


FIGURE 7.7 – Schéma des conditions expérimentales considérées pour la validation du modèle analytique dans le cas des antennes en forme de V. Le champ électrique incident  $E_i$  est polarisé suivant  $y$  et par conséquent  $u_1$  (*i.e.*  $\theta = 0^\circ$ ). Le polariseur  $p_\delta$  placé orthogonalement à l'axe optique du champ réfléchi comme représenté sur la figure 7.3 est orienté avec un angle  $\delta$  par rapport à l'axe  $y$ .

Dans ce paragraphe on cherche à démontrer que le modèle analytique permet de décrire la réponse optique d'une structure MIM à base d'antennes en forme de V. Pour cela, on considère la configuration décrite dans la figure 7.7 dans laquelle les antennes sont éclairées par une onde incidente avec un champ électrique polarisé suivant l'axe de l'antenne  $A_1$  (*i.e.* suivant  $y$ ). On mesure l'intensité du champ réfléchi suivant la direction  $\delta$  par rapport à cet axe pour différentes orientations de l'antenne  $A_2$ . Les figures 7.8(a-d) représentent les images MEB des 4 réseaux d'antennes V réalisés en salle blanche suivant le protocole expérimental décrit dans les chapitres §5 et 6 avec des valeurs de l'angle  $\beta$  respectivement de  $-20^\circ$ ,  $0^\circ$ ,  $30^\circ$  et  $60^\circ$ . Pour tous les échantillons, la période du réseau est de  $2 \mu\text{m}$ , les antennes d'or ont une épaisseur de  $50 \text{ nm}$ , une longueur  $L = 1,4 \mu\text{m}$  et une largeur  $w = 100 \text{ nm}$  et la couche de  $\text{SiO}_2$  a une épaisseur de  $300 \text{ nm}$ .

#### Spectres de réflectivité des antennes V

La figure 7.8(e) représente le spectre de réflectivité  $R_{\parallel}$  associé à chaque structure mesuré au FTIR sous un angle d'incidence  $\alpha = 13^\circ$  à l'air libre. On remarque tout d'abord la présence d'un pic centré autour de  $4,25 \mu\text{m}$  qui correspond à l'absorption du dioxyde de carbone. Notons que la fluctuation de son amplitude en fonction des spectres est due au fait que la référence de normalisation, identique pour l'ensemble des mesures, a été mesurée au début de la séance de mesure, or la quantité de  $\text{CO}_2$  présente dans la chambre de mesure fluctue en fonction du temps et de l'activité environnante (respiration, etc). La caractérisation des échantillons a été réalisée sous vide selon les résultats à étudier. Dans le cas présent,

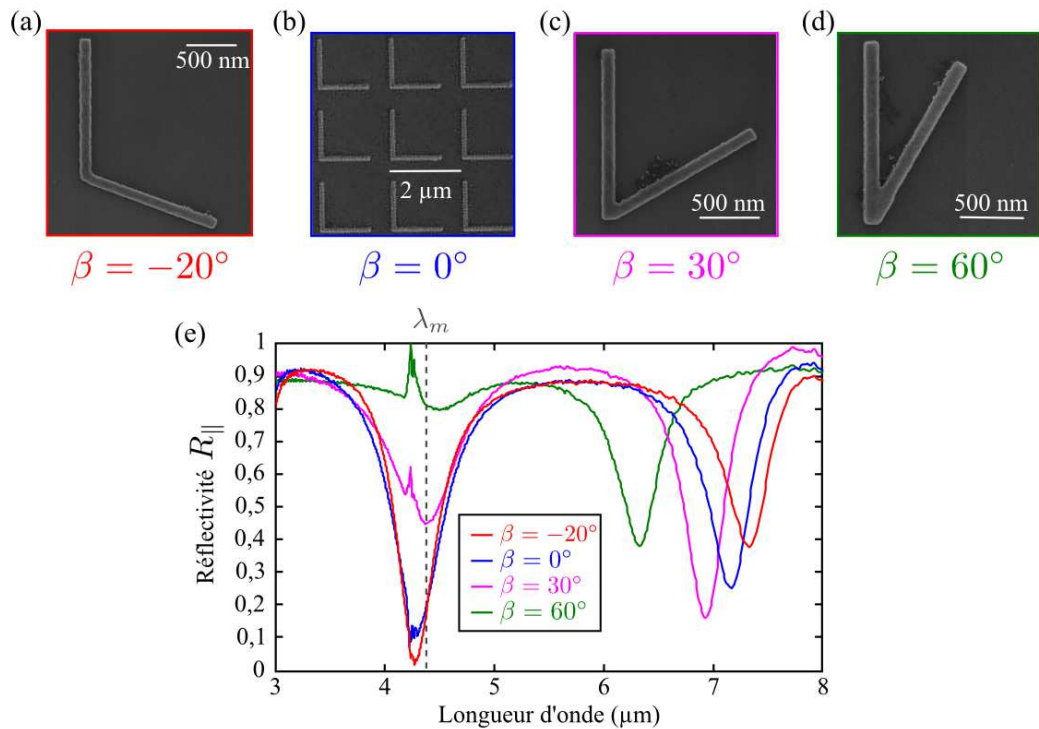


FIGURE 7.8 – (a-d) Images MEB des antennes en forme de V pour des angles  $\beta$  entre les bras de (a)  $-20^\circ$ , (b)  $0^\circ$ , (c)  $30^\circ$  et (d)  $60^\circ$ . Pour l'ensemble des échantillons, on a  $\Lambda = 2 \mu\text{m}$ ,  $L = 1,4 \mu\text{m}$  et  $w = 100 \text{ nm}$ . L'épaisseur de la couche de  $\text{SiO}_2$  est de 300 nm. (e) Spectres de réflectivité mesurés au FTIR correspondant à chaque réseau. Le pic observé à 4,25  $\mu\text{m}$  correspond en partie à l'absorption du  $\text{CO}_2$ . En pointillé est représentée la position de la longueur d'onde  $\lambda_m = 4,4 \mu\text{m}$  à laquelle on se place pour la mesure de l'influence de l'angle  $\delta$ .

des mesures sous vide représentent une forte contrainte car la modification de l'angle du polariseur n'est pas automatique et requiert une dépressurisation/ouverture de la chambre de mesure. Néanmoins compte tenu de la résonance spectralement étroite du  $\text{CO}_2$ , il est possible de s'affranchir de son effet sur les mesures en se plaçant à une longueur d'onde différente. Par conséquent, l'étude de l'influence des angles  $\delta$  et  $\beta$  est faite à la longueur d'onde  $\lambda_m = 4,4 \mu\text{m}$  représentée en pointillé sur la figure 7.8(e). Ce choix présente également l'avantage de démontrer la véracité du modèle en dehors de la résonance de la structure. On constate ensuite que quel que soit l'angle  $\beta$ , il existe toujours les deux résonances  $\lambda_r^1$  et  $\lambda_r^2$ . On observe que la position de la résonance  $\lambda_r^2$  varie de 4,3 à 4,5  $\mu\text{m}$  lorsque  $\beta$  augmente, ce qui peut s'expliquer par l'augmentation de la largeur des antennes due à leur recouvrement spatial qui dépend de  $\beta$ . Au contraire la position de la résonance  $\lambda_r^1$  est quant à elle fortement affectée par la géométrie de l'antenne ainsi à  $\beta = -20^\circ$  on a  $\lambda_r^1 = 7,3 \mu\text{m}$  et à  $\beta = 60^\circ$ ,  $\lambda_r^1 = 6,3 \mu\text{m}$ . Ce résultat semble s'expliquer par le fait qu'à cette résonance, les charges de signes opposés sont localisées au niveau de chaque extrémité de l'antenne ainsi avec un angle  $\beta$  aigu (resp. obtus) la distance effective de séparation des charges est réduite (resp. augmentée) ce qui conduit à une augmentation (resp. diminution) du niveau d'énergie

$\beta$	$-20^\circ$	$0^\circ$	$30^\circ$	$60^\circ$
$\eta_1$	0,54	0,62	0,44	0,4
$\eta_{12}$	0,68	0,4	0,95	0,95

TABLEAU 7.2 – Valeurs des paramètres  $\eta_1$  et  $\eta_{12}$  pour chaque valeur de l'angle  $\beta$  entre les antennes déterminées en considérant l'intensité réfléchie  $I_r$  à  $\delta = 0^\circ$  et  $\delta = 90^\circ$  dans l'équation 7.22

d'après la loi de Coulomb<sup>7</sup>.

### Description analytique de l'influence des angles $\beta$ et $\delta$

Afin d'expliciter les influences des angles  $\beta$  et  $\delta$  sur la réponse de la structure, le modèle présenté dans la partie précédente est adapté à la configuration étudiée. On cherche ainsi à obtenir l'expression du vecteur de Jones décrivant le champ électrique réfléchi  $\vec{E}_r$  par la structure. A partir des équations 7.9, 7.11 et 7.12 et en considérant le vecteur de Jones  $(0, 1)$  pour l'onde incidente, on obtient :

$$\vec{E}_r = \begin{pmatrix} \eta_1 \sin \beta \cos \beta - \eta_{12} \cos \beta \\ \eta_1 \cos^2 \beta - 1 \end{pmatrix} \quad (7.21)$$

L'intensité  $I_r$  du champ réfléchi polarisé selon  $\delta$  est alors obtenue en projetant  $\vec{E}_r$  suivant le vecteur  $(\sin \delta, \cos \delta)$ , soit :

$$I_r = \left| \vec{E}_r \cdot \begin{pmatrix} \sin \delta \\ \cos \delta \end{pmatrix} \right|^2 = [(\eta_1 \sin \beta \cos \beta - \eta_{12} \cos \beta) \sin \delta + (\eta_1 \cos^2 \beta - 1) \cos \delta]^2 \quad (7.22)$$

L'équation 7.22 montre que l'évolution de l'intensité réfléchie en fonction des angles  $\theta$  et  $\delta$  n'est pas triviale, néanmoins on remarque qu'il existe une dépendance sinusoïdale en fonction de  $\delta$ . Concrètement les valeurs des paramètres  $\eta_1$  et  $\eta_{12}$  sont déterminées à partir des valeurs de l'intensité mesurée au points particuliers  $\delta = 0^\circ$  et  $\delta = 90^\circ$  en émettant l'hypothèse de simplification supplémentaire consistant à considérer ces paramètres comme réels, soit :

$$\begin{cases} \eta_1 = \frac{1 - \sqrt{I_r(\beta, \delta = 0^\circ)}}{\cos^2 \beta} \\ \eta_{12} = \eta_1 \sin \beta - \frac{\sqrt{I_r(\beta, \delta = 90^\circ)}}{\cos \beta} \end{cases} \quad (7.23)$$

On constate que les paramètres  $\eta_1$  et  $\eta_{12}$  qui décrivent respectivement l'efficacité d'émission de l'antenne rectangulaire et la force du couplage existant entre les deux antennes rectangulaires, sont fonction de l'angle  $\beta$  entre les antennes. Les valeurs extraites pour chaque configuration d'antennes sont résumées dans le tableau 7.2. On constate que l'efficacité d'émission  $\eta_1$  des antennes est maximale pour des antennes en forme de L (*i.e.*  $\beta = 0^\circ$ ), au contraire la force du couplage  $\eta_{12}$  augmente pour les angles  $\beta$  non nuls. On remarque notamment que le couplage est plus élevé pour des antennes V avec un angle aigu entre les

<sup>7</sup>Énergie potentielle d'un dipôle électrique de distance  $d$  évolue en  $\frac{1}{d}$ .



antennes, cette configuration correspond à une surface de recouvrement entre les antennes plus grande qui conduit à une antenne en forme de V plus large. Ces résultats sont en accord avec l'évolution des résonances constatée puisque des antennes plus larges ont un écart entre les résonances  $\lambda_r^1$  et  $\lambda_r^2$  moins important (cf. §6).

### Comparaison du modèle avec l'expérience

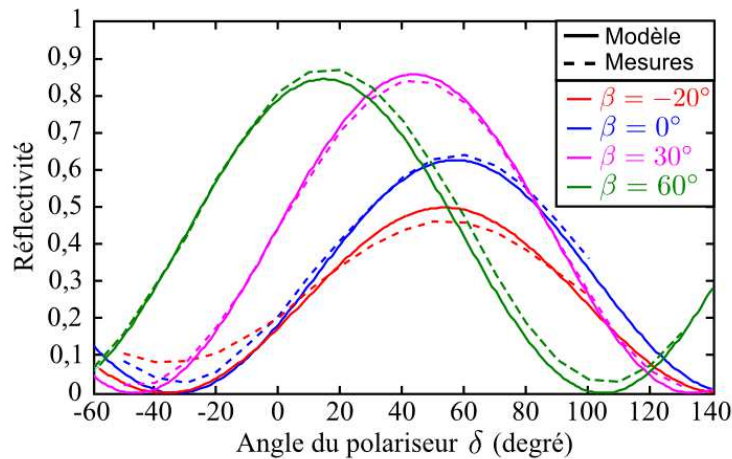


FIGURE 7.9 – Évolution de la réflectivité des réseaux d'antennes V mesurée au FTIR à  $\lambda_m = 4,4 \mu\text{m}$  en fonction de l'angle  $\delta$  du polariseur de sortie représentée en trait pointillé. En continu, les courbes d'évolution obtenues avec le modèle analytique développé à partir du formalisme de Jones et décrit par l'équation 7.22, pour les valeurs de  $\beta$  de  $-20^\circ$  (rouge),  $0^\circ$  (bleu),  $30^\circ$  (magenta) et  $60^\circ$  (vert).

La figure 7.9 représente en trait pointillé l'évolution mesurée au FTIR de l'intensité  $I_r$  du champ électrique réfléchi par la structure en fonction de l'angle  $\delta$  avec la polarisation du champ incident orienté suivant  $y$  avec un angle d'incidence de  $13^\circ$ . On observe une évolution sinusoïdale, comme attendu théoriquement, de l'intensité en fonction de  $\delta$ . De plus, la position des maxima (resp. minima) dépend de la valeur de l'angle  $\beta$ . Les évolutions de l'intensité  $I_r$  en fonction de l'angle  $\delta$  calculées à partir de l'équation 7.22 pour chaque valeur des angles  $\beta$  sont tracées en trait continu sur la figure 7.9. Le modèle analytique développé décrit parfaitement l'évolution des résultats mesurés pour chaque configuration. Les décalages qui existent entre le modèle et la mesure peuvent être imputés aux erreurs inhérentes aux conditions expérimentales de caractérisation des échantillons comme l'alignement de l'échantillon avec la polarisation de l'onde incidente, la position du polariseur (fixée à  $\pm 5^\circ$ ), l'influence de l'angle d'incidence (non prise en compte dans le modèle) ou encore l'hypothèse de paramètres  $\eta_1$  et  $\eta_{12}$  réels.

## 7.3 Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai mis en place un modèle analytique basé sur le formalisme de Jones pour décrire les propriétés optiques des antennes en forme de V. J'ai notamment démontré la

véracité du modèle pour décrire l'influence de l'angle azimutal de la polarisation incidente sur un réseau d'antennes L en comparant les résultats obtenus avec la simulation de la structure. De plus, j'ai également validé le modèle en le confrontant à des mesures expérimentales de réflectivité pour différentes configurations d'antennes en forme de V. La cohérence de ce modèle linéaire avec les simulations et les mesures montre que les antennes en forme de V peuvent être assimilées à une combinaison de deux antennes rectangulaires placées en contact ohmique au niveau de l'une de leurs extrémités avec un angle quelconque. Il est possible de généraliser le raisonnement effectué dans ce chapitre dans le cas d'une structure d'antenne en forme de V, au cas de N antennes rectangulaires placées en contact ohmique les unes des autres. Outre la validation du modèle, cette étude témoigne du potentiel des antennes en forme de V pour la manipulation efficace de la polarisation linéaire, un des deux bras de l'antenne réalisant le couplage avec l'onde incidente, et le second bras permettant par son orientation de fixer à loisir l'angle de la polarisation réfléchi. Ces résultats ouvrent la voie vers la conception de composants optiques déphasant sélectivement une polarisation donnée sur une bande d'efficacité spectrale donnée (facteur de qualité de l'ordre de 10).



# Chapitre 8

## Combinaison d'antennes pour l'élargissement du spectre

### Sommaire

---

<b>8.1</b>	<b>Combinaison d'antennes MIM en forme de L</b>	<b>127</b>
8.1.1	Réalisation et caractérisation d'un réseau de deux antennes MIM en forme de L	128
8.1.2	Caractérisation expérimentale	129
8.1.3	Mise en évidence du couplage	130
8.1.4	Conclusion	131
<b>8.2</b>	<b>Étude du couplage des antennes</b>	<b>132</b>
8.2.1	Origine du couplage	132
8.2.2	Influence des paramètres géométriques sur le couplage	134
8.2.3	Interprétation des spectres mesurés de réflectivité de la combinaison d'antennes L	137
8.2.4	Conclusion	138
<b>8.3</b>	<b>Conclusion</b>	<b>139</b>

---

Je me suis intéressé jusqu'ici à la description des propriétés optiques des antennes MIM de forme rectangulaire ou en forme de V pour le contrôle total de l'état de polarisation de la lumière réfléchi. Ces résonances ont un facteur de qualité typiquement de 10, limitant de facto la bande spectrale d'efficacité. Il a été montré dans l'équipe MINAO que la combinaison dans une période sub-longueur d'onde de plusieurs antennes MIM rubans ou en forme de plots permettait d'élargir la bande d'absorption<sup>1</sup>. Je montre dans ce chapitre que ces résultats peuvent être étendus à la combinaison de deux convertisseurs de polarisation en forme de L. Cependant, alors que les précédents résultats démontraient l'indépendance des antennes MIM rubans ou en forme de plots, je constate ici l'existence d'un couplage. Ce couplage est principalement dû aux interférences négatives lorsque les antennes sont en opposition de phase, et j'étudie l'influence des paramètres géométriques sur celui-ci.

## 8.1 Combinaison d'antennes MIM en forme de L

Nous avons vu que la réponse spectrale des antennes MIM en forme de L dépend des paramètres géométriques et notamment de la longueur  $L$  des bras. La solution la plus naturelle pour élargir la réponse spectrale du système, au vu des dimensions typiques des antennes obtenues consiste à juxtaposer dans le plan plusieurs antennes L avec des bras de longueurs différentes dans une même période comme schématisé sur la figure 8.1. Nous avons réalisé un

<sup>1</sup>BOUCHON et al., 2012; KOECHLIN et al., 2011.

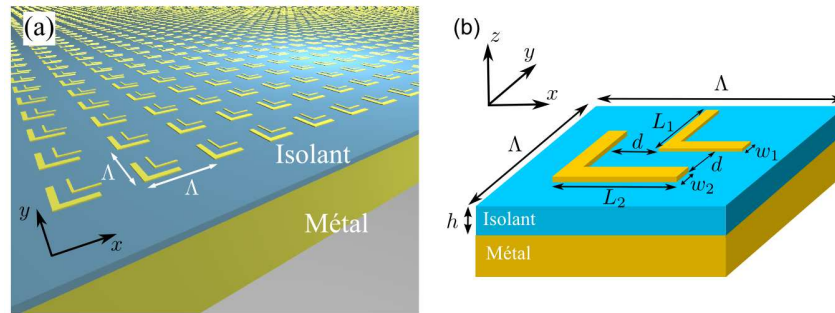


FIGURE 8.1 – (a) Schéma du réseau bi-périodique de période  $\Lambda$  composé d'une juxtaposition de deux antennes métalliques en forme de L déposées sur une couche de diélectrique reposant sur un miroir métallique continu. (b) Combinaison de deux antennes MIM de géométries  $(L_1, w_1)$  et  $(L_2, w_2)$  séparées d'une distance  $d$  l'une de l'autre.

échantillon en salle blanche de ce type de métasurface. Par la suite, nous étudions en particulier les spectres des coefficients de réflectivité  $R_{\parallel}$  et  $R_{\perp}$  de cette métasurface. Pour rappel, on définit le coefficient de réflectivité  $R_{\parallel}$  (resp.  $R_{\perp}$ ) comme étant le rapport de l'énergie de l'onde réfléchi par la structure polarisée dans la même direction (resp. orthogonalement) que la lumière incidente.

### 8.1.1 Réalisation et caractérisation d'un réseau de deux antennes MIM en forme de L

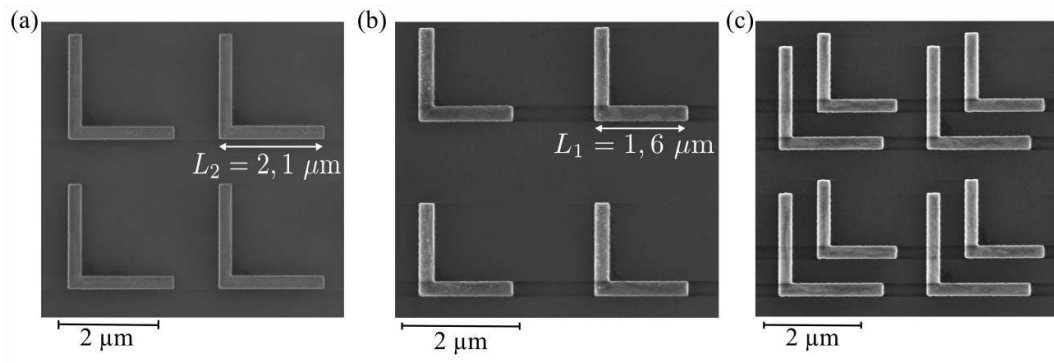


FIGURE 8.2 – Images MEB des métasurfaces réalisées consistant en (a) un réseau d'antennes  $L_2 = 2,1 \mu\text{m}$ , (b) un réseau d'antennes  $L_1 = 1,6 \mu\text{m}$  et (c) une combinaison des deux antennes  $L_1$  et  $L_2$ . Ces réseaux ont été fabriqués sur le même échantillon (même couche de  $\text{SiO}_2$  et d'or).

On fixe la période du réseau à  $\Lambda = 3 \mu\text{m}$  ainsi que les épaisseurs de la couche de diélectrique ( $\text{SiO}_2$ ) à  $h = 300 \text{ nm}$  et de la couche structurée d'or à  $h_{\text{Au}} = 50 \text{ nm}$ . La structure consiste en une combinaison de deux antennes MIM avec les dimensions suivantes  $L_1 = 1,6 \mu\text{m}$ ,  $L_2 = 2,1 \mu\text{m}$  et  $w_1 = w_2 = 250 \text{ nm}$ . Les antennes sont séparées l'une de l'autre d'une distance  $d = (\Lambda - L_1 - w_2)/2 \text{ nm}$ . La fabrication de cette métasurface suit le

même procédé que celui décrit dans les chapitres précédents pour la réalisation des antennes en forme de L individuelles, la densité d'antennes restant assez faible pour ne pas avoir à réoptimiser les paramètres d'insolation. L'image MEB de la métasurface ainsi réalisée est représentée sur la figure 8.2(c). Afin de pouvoir mettre en évidence l'influence de la combinaison des antennes sur la réponse optique, nous avons également fabriqué les deux réseaux d'antennes L individuelles (sur le même échantillon afin de diminuer l'influence des biais technologiques sur les épaisseurs et les indices des matériaux) avec la même période  $\Lambda$  dont les images MEB sont représentées sur les figures 8.2(a) et (b).

### 8.1.2 Caractérisation expérimentale

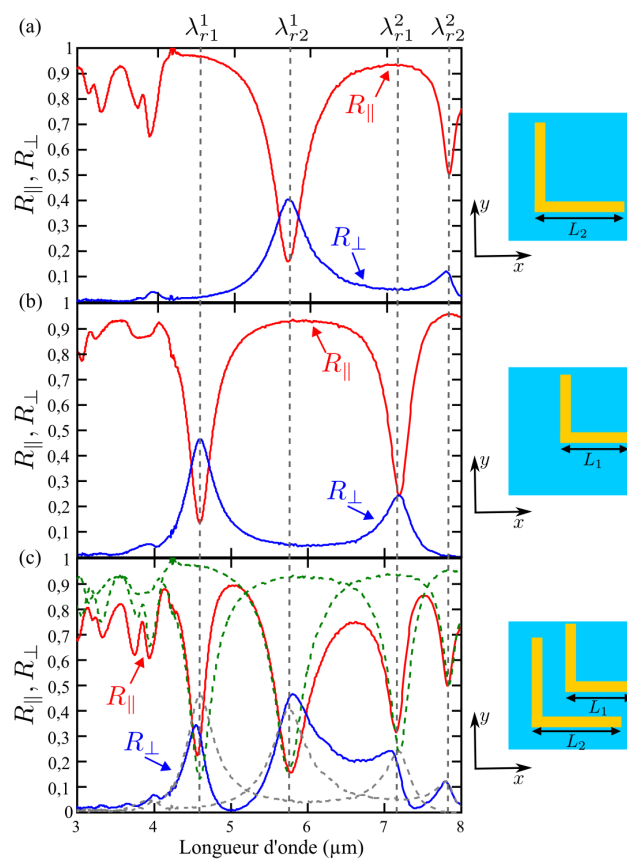


FIGURE 8.3 – Spectres des coefficients de réflectivité  $R_{\parallel}$  (rouge) et  $R_{\perp}$  (bleu) mesurés au FTIR (a) des antennes  $L_2$  individuelles, (b) des antennes  $L_1$  individuelles et (c) de la combinaison des antennes  $L_1$  et  $L_2$ . Les structures sont éclairées dans le plan  $(yz)$ , en polarisation TE, avec une incidence de  $13^\circ$  par rapport à l'axe  $z$ . On trace en pointillé (vert) sur le spectre (c) les spectres des antennes individuelles obtenus en (a) et (b).

Afin de caractériser optiquement ces échantillons, leurs spectres de réflectivité ont été mesurés au FTIR avec le module de mesure en réflexion. La lumière incidente est polarisée suivant l'axe  $x$  et a une incidence de  $13^\circ$ . Les spectres des réflectivités  $R_{\parallel}$  et  $R_{\perp}$  mesurés

pour les réseaux d'antennes  $L_2$  et  $L_1$  individuelles et leur combinaison sont tracés respectivement sur les figures 8.3(a),(b) et (c). On distingue dans le spectre du réseau d'antennes  $L_1$  individuelles (cf. 8.3(b)) deux résonances à  $\lambda_{r1}^1 = 4,6 \mu\text{m}$  et  $\lambda_{r1}^2 = 7,2 \mu\text{m}$  correspondant au premier et au second mode de résonance de l'antenne comme décrit dans le chapitre §6. De même, pour le réseau d'antennes  $L_2$  individuelles à partir du spectre de la figure 8.3(a) on a deux résonances à  $\lambda_{r2}^1 = 5,8 \mu\text{m}$  et  $\lambda_{r2}^2 = 7,8 \mu\text{m}$ . Par ailleurs, on trace en pointillé les spectres de réflectivité des antennes L individuelles sur le spectre des antennes combinées de la figure 8.3(c). On constate alors que les résonances des antennes combinées (dont on

Résonance		$\lambda_{r1}^1$	$\lambda_{r1}^2$	$\lambda_{r2}^1$	$\lambda_{r2}^2$
$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	Individuelle	4,6	7,2	5,8	7,8
	Combinées	4,6	7,2	5,8	7,8
$R_{\parallel}$ (%)	Individuelle	15,0	24,6	19,1	51,6
	Combinées	22,0	31,5	15,0	50,0
$R_{\perp}$ (%)	Individuelle	45,5	24,6	40,4	12,4
	Combinées	33,0	23,3	46,1	12,0

TABLEAU 8.1 – Résumé des valeurs des réflectivités  $R_{\perp}$  et  $R_{\parallel}$  mesurées aux longueurs d'onde de résonance  $\lambda_{r1}^1$ ,  $\lambda_{r1}^2$ ,  $\lambda_{r2}^1$  et  $\lambda_{r2}^2$  dans le réseau d'antennes L individuelles ou combinées.

reporte dans le tableau 8.1 les positions) correspondent à celles des antennes individuelles. On observe néanmoins que l'efficacité des résonances (valeurs de  $R_{\parallel}$  et  $R_{\perp}$ ) des antennes combinées est légèrement différente de celles des antennes individuelles. Afin de quantifier cela, on reporte également dans le tableau 8.1 les valeurs des coefficients de réflectivité mesurées à chacune des résonances dans le cas des antennes L individuelles et combinées. A partir des données du tableau 8.1, on remarque que la position des pics de résonance n'est quasiment pas influencée par la combinaison des antennes L. Contrairement à leur efficacité, où l'on observe une influence hétérogène du passage à la combinaison puisque par exemple la valeur du coefficient de réflectivité  $R_{\perp}$  aux résonances  $\lambda_{r1}^1$  et  $\lambda_{r1}^2$  diminue respectivement de 27,4% et 5,3% alors qu'à la résonance  $\lambda_{r2}^1$  sa valeur augmente de 14%. Les positions spectrales des résonances sont invariantes lorsqu'on compare les antennes individuelles et leur combinaison, ce qui supporte l'hypothèse d'une relative indépendance des antennes. Néanmoins la variation des valeurs des réflectivités indique l'existence d'un couplage entre les antennes. Nous cherchons par la suite à mettre en évidence l'influence de ce couplage sur l'ensemble du spectre de réflectivité.

### 8.1.3 Mise en évidence du couplage

L'influence du couplage entre les antennes se traduit par un écart entre les spectres des coefficients de réflectivité de la combinaison d'antennes et ceux calculés en considérant que les antennes MIM sont des résonateurs découplés<sup>2</sup>. La méthode de calcul des spectres est basée sur une vision probabiliste de la réflectivité :

- la probabilité  $R_{\parallel}$  représente la probabilité que le photon incident n'interagisse (pas d'absorption ou de réémission dans la polarisation croisée) ni avec l'antenne  $L_1$  (proba-

<sup>2</sup>KOECHLIN et al., 2013.

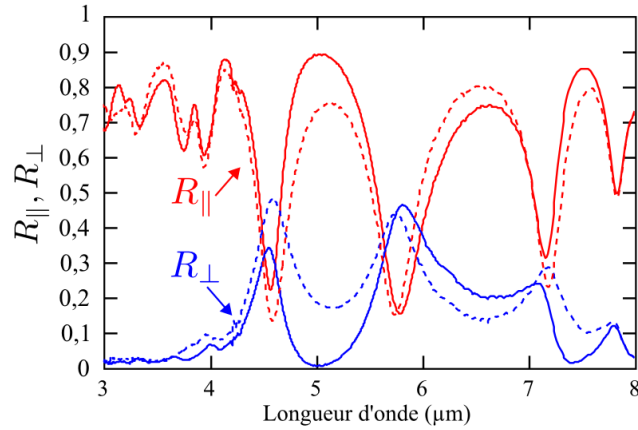


FIGURE 8.4 – En continu, les spectres des coefficients  $R_{\parallel}$  (rouge) et  $R_{\perp}$  (bleu) mesurés au FTIR et en pointillé, les spectres calculés à partir des spectres des antennes individuelles (représentés Fig. 8.3(a) et (b)) suivant les relations 8.1 et 8.2 de la combinaison des antennes  $L_1$  et  $L_2$ .

bilité  $R_{\parallel 1}$ ) ni avec l'antenne  $L_2$  (probabilité  $R_{\parallel 2}$ ), ce qui se traduit mathématiquement par le produit :

$$R_{\parallel} = R_{\parallel 1} R_{\parallel 2} \quad (8.1)$$

- De même, la probabilité  $R_{\perp}$  représente la probabilité qu'un photon soit émis dans la polarisation croisée suite à l'excitation de l'antenne  $L_1$  exclusivement ou de l'antenne  $L_2$  exclusivement, ce qui est décrit mathématiquement par le principe d'inclusion/exclusion :

$$R_{\perp} = R_{\perp 1} + R_{\perp 2} - R_{\perp 1} R_{\perp 2} \quad (8.2)$$

On compare alors, sur la figure 8.4, les spectres des réflectivités  $R_{\parallel}$  et  $R_{\perp}$  du système combiné (continu) avec ceux calculés à partir des spectres des antennes MIM individuelles (pointillé). On constate que les spectres calculés conservent les positions de chaque résonance. Une preuve évidente de l'existence d'un couplage est marquée par l'apparition de deux zéros dans le spectre de la réflectivité croisée  $R_{\perp}$  aux longueurs d'onde de  $\lambda = 5 \mu\text{m}$  et  $\lambda = 7,4 \mu\text{m}$  alors que le calcul prévoit des valeurs respectivement de 18,6% et de 15%.

#### 8.1.4 Conclusion

Nous avons montré expérimentalement que la combinaison de deux antennes MIM en forme de L permet d'élargir le spectre de la conversion de polarisation. Les résonances de la structure MIM combinée coïncident alors avec les résonances de chaque antenne L individuelle. Néanmoins, on remarque qu'il existe des effets de couplage qui affectent l'efficacité des réflectivités du système combiné. Nous nous proposons d'étudier plus en détail l'origine physique de ce couplage ainsi que l'influence des paramètres géométriques.



## 8.2 Étude du couplage des antennes

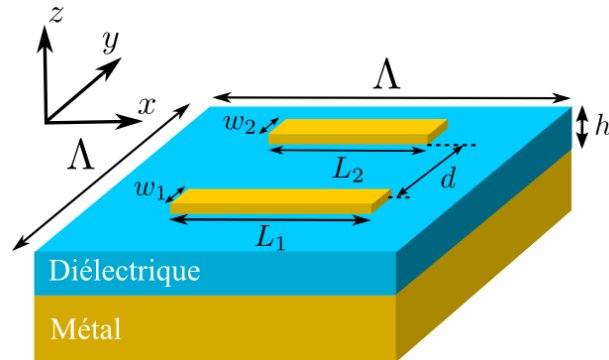


FIGURE 8.5 – Schéma du réseau bi-périodique de période  $\Lambda$  composé de la juxtaposition de deux antennes métalliques rectangulaires  $A_1$  et  $A_2$  de géométries  $(L_1, w_1)$  et  $(L_2, w_2)$  déposées sur un miroir métallique recouvert d'une couche d'épaisseur  $h$  d'isolant. Les longueurs des antennes sont orientées suivant  $x$  et elles sont séparées l'une de l'autre d'une distance  $d$ .

L'objectif de ce paragraphe est de déterminer l'origine physique des effets de couplage observés entre les antennes MIM. Ainsi, nous nous plaçons dans la configuration simple, schématisée sur la figure 8.5 d'une combinaison périodique de deux antennes MIM rectangulaires  $A_1$  et  $A_2$  de géométries  $(L_1, w_1)$  et  $(L_2, w_2)$  placées parallèlement suivant la direction  $x$  et séparées l'une de l'autre d'une distance  $d$  suivant  $y$ . Les épaisseurs de la couche de diélectrique  $h$  et de l'antenne métallique sont identiques pour les deux antennes. De plus, on considère que cette structure est illuminée par un champ électrique polarisé suivant  $x$  sous incidence normale. La réflectivité  $R$  de la structure est alors équivalente au coefficient de réflectivité  $R_{\parallel}$ . On note par la suite  $R_{RCWA}$  la réflectivité de la structure combinée obtenue par la simulation exacte avec la méthode RCWA<sup>3</sup> et  $R_{\text{découplées}}$  la réflectivité calculée à partir des réflectivités individuelles de chaque antenne et de la relation 8.1. Les résultats obtenus pour cette structure permettent de décrire le comportement des antennes MIM en forme de L ou de V puisque nous avons démontré dans le chapitre §7 que ces dernières peuvent être assimilées au couplage de deux antennes MIM rectangulaires en contact ohmique. Nous étudions ensuite l'influence de la distance de séparation, de la longueur et de la largeur des antennes sur le couplage.

### 8.2.1 Origine du couplage

L'étude des antennes MIM rectangulaires présentée dans le chapitre §5 a montré que celles-ci se comportent comme des résonateurs électriques quadripolaires. Comme illustré sur la figure 8.6(a), ce type de résonance est caractérisé par une réponse du résonateur, autrement dit le champ rayonné  $\vec{E}_{\text{rayonné}}$ , en phase avec le champ incident pour des longueurs d'onde inférieures à la longueur d'onde de résonance  $\lambda_r$  et en opposition de phase pour des longueurs

<sup>3</sup>HUGONIN et LALANNE, 2005.

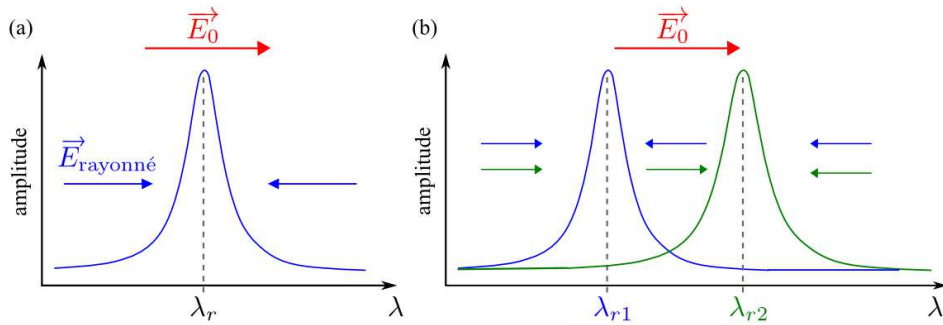


FIGURE 8.6 – (a) Le champ  $E_{\text{rayonné}}$  rayonné par une antenne est en phase avec le champ incident  $E_0$  pour des longueurs d'onde inférieures à la longueur d'onde de résonance  $\lambda_r$  et en opposition de phase pour des longueurs d'onde supérieures à  $\lambda_r$ . (b) Modélisation des phénomènes d'interférences entre les champs électriques rayonnés par les antennes en fonction de la longueur d'onde dans le cas de deux antennes.

d'onde supérieures. En considérant le cas d'une combinaison de deux antennes, on montre alors que l'ajout d'un deuxième résonateur avec une longueur d'onde de résonance différente  $\lambda_{r1} > \lambda_{r2}$  fait apparaître dans le spectre des régions où les deux résonateurs sont en phase ( $\lambda < \lambda_{r1}$  et  $\lambda > \lambda_{r2}$ ) et une région où ils sont en opposition de phase ( $\lambda_{r1} < \lambda < \lambda_{r2}$ ) comme illustré sur la figure 8.6(b). Dans ce dernier cas, on a alors des interférences destructives entre les champs rayonnés  $\vec{E}_1$  et  $\vec{E}_2$  par chacune des antennes. Cela se traduit pratiquement par un écart entre la réflectivité  $R_{\text{RCWA}}$  de la structure par rapport à la réflectivité  $R_{\text{découplées}}$  calculée à partir de l'équation 8.1.

On représente sur la figure 8.7(a), le spectre de réflectivité  $R_{\text{RCWA}}$  calculé pour un réseau de période  $\Lambda = 2 \mu\text{m}$  d'antennes métalliques d'or de largeurs  $w_1 = w_2 = 100 \text{ nm}$ , de longueurs  $L_1 = 1 \mu\text{m}$  et  $L_2 = 1,5 \mu\text{m}$  et d'épaisseur  $50 \text{ nm}$  schématisé sur la figure 8.7(b). Les deux antennes  $A_1$  et  $A_2$  sont séparées d'une distance de  $d = 200 \text{ nm}$ . La couche de diélectrique est de la silice  $\text{SiO}_2$  (indice  $n_d = 1,4$ ) d'épaisseur  $220 \text{ nm}$ . On trace également en pointillé le spectre de la réflectivité  $R_{\text{découplées}}$ . Afin de vérifier la cohérence de l'hypothèse des résonateurs déphasés, nous représentons les cartes de distribution des charges au niveau des antennes métalliques supérieures pour différentes longueurs d'onde (correspondant aux points colorés de la figure 8.7(a)) sur les figures 8.7(c-g). Nous constatons que comme attendu, les distributions de charges des deux antennes sont en phase, les charges de même signe sont aux mêmes extrémités des antennes, pour les longueurs d'onde  $\lambda = 2,9 \mu\text{m}$  et  $\lambda = 6 \mu\text{m}$  (cf. Fig. 8.7(c) et (g)). De même, à  $\lambda = 4 \mu\text{m}$  (cf. Fig.8.7(e)) dans la région spectrale comprise entre les deux résonances des antennes, on a bien les distributions de charges des deux antennes en opposition de phase, les charges de signes opposés de chaque antenne face à face. On étudie désormais l'influence des paramètres géométriques sur le couplage entre les deux antennes.

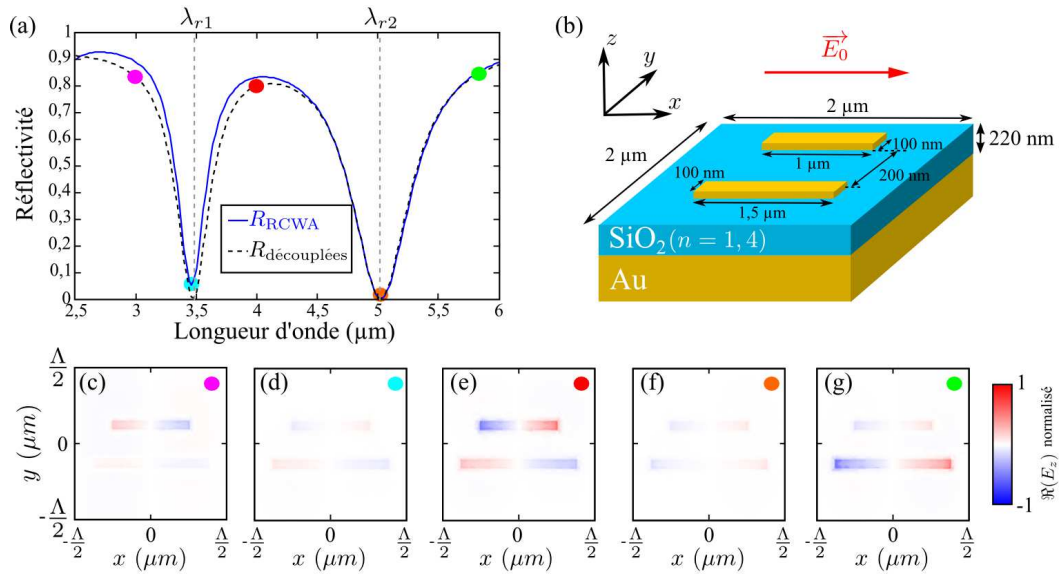


FIGURE 8.7 – (a) Spectres des réflectivités  $R_{RCWA}$  et  $R_{d\acute{e}coupl\acute{e}es}$  calculées de la combinaison de deux antennes MIM dont la géométrie est représentée en (b). (c-g) Partie réelle de la composante normale du champ électrique  $E_z$  normalisée calculée au niveau de la surface supérieure de l'antenne à  $z = 270 \text{ nm}$  correspondant aux longueurs d'onde marquées par les points colorés de (a). Le signe du champ donne directement la distribution des charges dans l'antenne.

## 8.2.2 Influence des paramètres géométriques sur le couplage

Nous considérons sauf mention contraire la configuration géométrique de la structure d'antennes MIM rectangulaires combinées définie précédemment et schématisée sur la figure 8.7(b). Nous choisissons de quantifier l'influence du couplage en calculant l'écart des valeurs des réflectivités  $R_{RCWA}$  et  $R_{d\acute{e}coupl\acute{e}es}$  aux longueurs d'onde de résonance à  $\lambda_{r1} = 3,5 \mu\text{m}$  et  $\lambda_{r2} = 5 \mu\text{m}$ .

### Influence de la distance de séparation $d$

La figure 8.8 représente l'évolution de la hauteur des pics de résonance du spectre de réflectivité à  $\lambda_{r1}$  et  $\lambda_{r2}$  lorsque la distance  $d$  entre les deux antennes évolue de 50 à 900 nm. On observe que cette distance n'a une influence notable sur le couplage que pour des valeurs inférieures à 200 nm et plus particulièrement sur la résonance à  $\lambda_{r1}$ . En effet, on constate que plus la distance est faible plus l'écart avec le cas des antennes découplées à  $\lambda_{r1}$  est important (la réflectivité augmente). L'augmentation de la distance de 50 à 200 nm conduit à une variation de l'écart entre la hauteur du pic de résonance de l'antenne  $A_1$  combinée et individuelle de 40% à 3%. Au contraire pour l'antenne  $A_2$ , l'erreur relative entre les deux réflectivités reste constante et inférieure à 3% quelle que soit la distance  $d$ . Il est important de noter que la position des résonances  $\lambda_{r1}$  et  $\lambda_{r2}$  est indépendante de la distance  $d$  comme en témoignent les spectres représentés sur la figure 8.8.

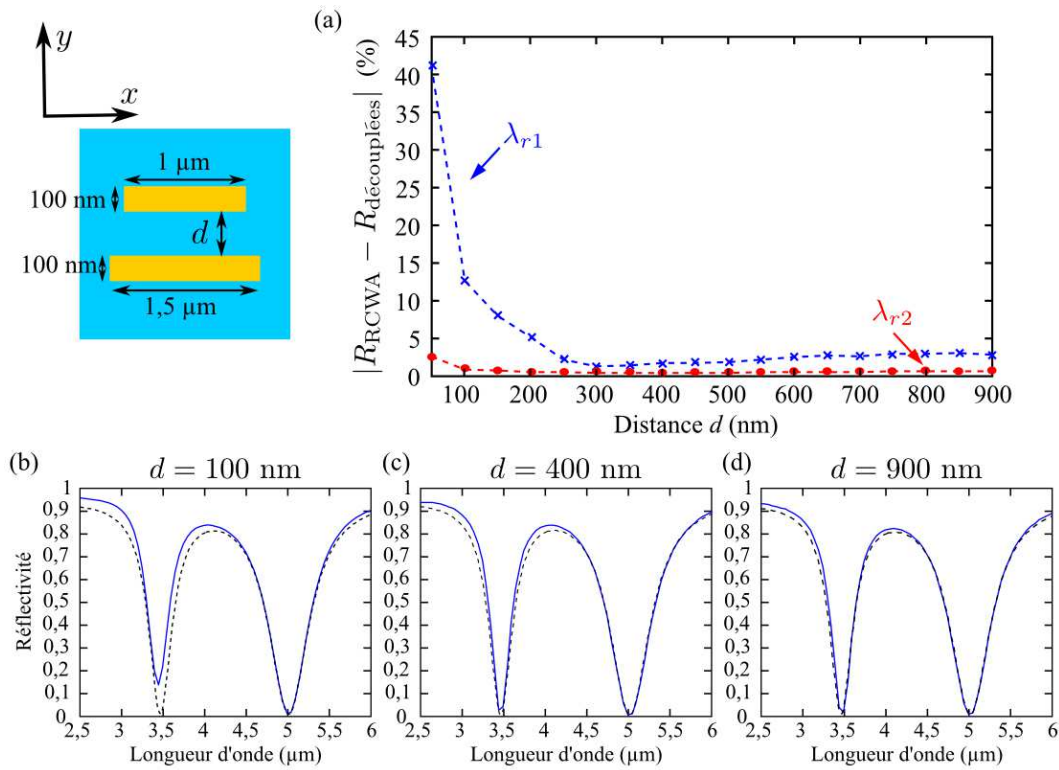


FIGURE 8.8 – (a) Évolution de l'écart entre les valeurs des réflectivités  $R_{\text{RCWA}}$  et  $R_{\text{découplées}}$  aux longueurs d'onde de résonance  $\lambda_{r1}$  (bleu) et  $\lambda_{r2}$  (rouge) en fonction de la distance  $d$  entre les antennes. Spectres des réflectivités  $R_{\text{RCWA}}$  (continu) et  $R_{\text{découplées}}$  (pointillé) correspondant à (b)  $d = 100 \text{ nm}$ , (c)  $d = 400 \text{ nm}$  et (d)  $d = 900 \text{ nm}$ .

### Influence de la longueur $L_2$

Nous nous intéressons maintenant à décrire l'influence de l'écart spectral  $d\lambda_r = \lambda_{r2} - \lambda_{r1}$  entre les résonances des antennes  $A_1$  et  $A_2$  sur la force du couplage. Pour cela, on fixe les dimensions de l'antenne  $A_1$  et on fait varier la longueur  $L_2$  de l'antenne  $A_2$  ( $w_2$  restant égale à  $100 \text{ nm}$ ) afin de positionner la résonance  $\lambda_{r2}$  de part et d'autre de  $\lambda_{r1}$  (cf. §5). La figure 8.9 représente l'évolution de l'écart entre les valeurs des réflectivités  $R_{\text{RCWA}}$  et  $R_{\text{découplées}}$  en fonction de la différence de longueur  $dL = L_2 - L_1$  des antennes, séparées d'une distance  $d = 200 \text{ nm}$ . On observe tout d'abord que l'influence du couplage entre les antennes est d'autant plus forte que la différence  $dL$  est faible, soit à un faible écart spectral des résonances. On remarque que les valeurs maximales de l'erreur relative entre les deux modèles pour les deux résonances sont du même ordre de grandeur (39% pour  $\lambda_{r2}$  et 40% pour  $\lambda_{r1}$ ). Elles correspondent à la même valeur de la différence absolue des longueurs  $|dL| = 100 \text{ nm}$ . Ce résultat indique que les interférences destructives entre les champs rayonnés par les antennes sont maximales lorsque leurs résonances sont légèrement décalées. On constate ensuite que l'influence du couplage n'est pas la même de part et d'autre de la valeur maximale. Enfin il est important de signaler qu'à  $dL = 0$ , correspondant à la situation d'une combinaison de

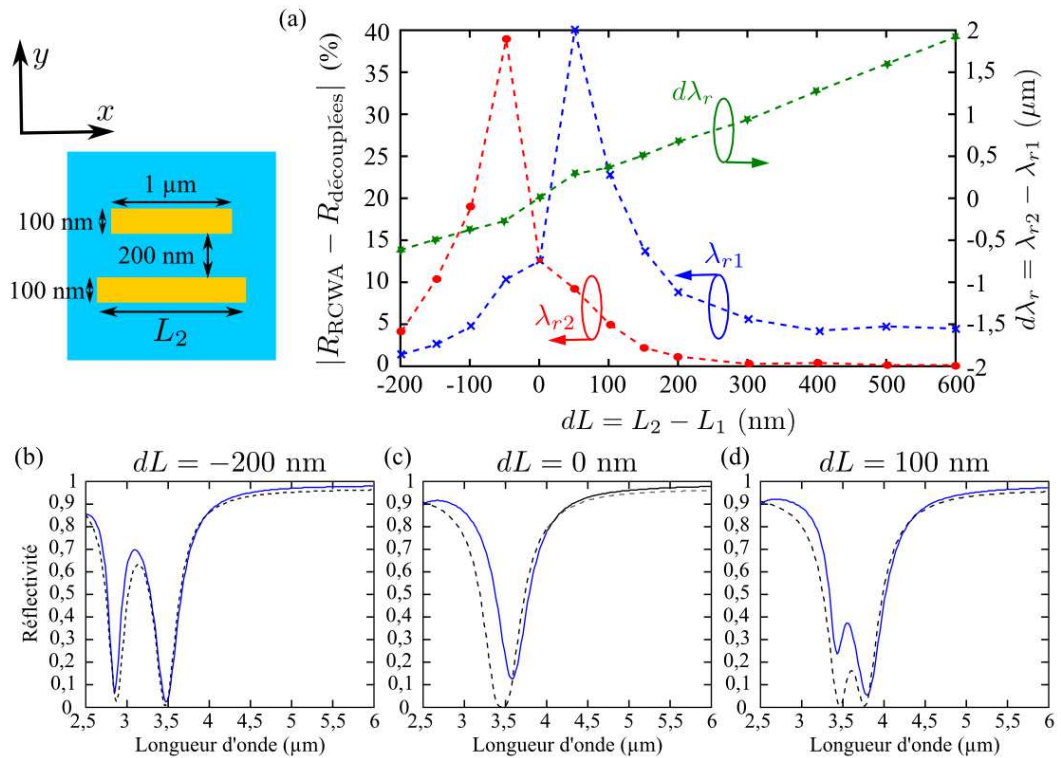


FIGURE 8.9 – (a) Évolution de l'écart entre les valeurs des réflectivités  $R_{\text{RCWA}}$  et  $R_{\text{découplées}}$  aux longueurs d'onde de résonance  $\lambda_{r1}$  (bleu) et  $\lambda_{r2}$  (rouge) en fonction de la différence de longueur  $dL = L_1 - L_2$  des antennes. On trace également en vert l'évolution de l'écart spectral  $d\lambda_r = \lambda_{r2} - \lambda_{r1}$  correspondant à la variation de  $dL$ . Spectres des réflectivités  $R_{\text{RCWA}}$  (continu) et  $R_{\text{découplées}}$  (pointillé) correspondant pour (b)  $dL = -200 \text{ nm}$ , (c)  $dL = 0 \text{ nm}$  et (d)  $dL = 100 \text{ nm}$ .

deux antennes  $A_1$ , la résonance de la réflectivité est décalée à  $\lambda = 3,6 \mu\text{m}$ . Ce décalage avec la valeur de l'antenne individuelle témoigne d'un effet de couplage de type inductif entre les deux antennes. Les résultats présentés ici confirment la description du couplage à partir des interférences décrit dans la figure 8.6 puisque le couplage des antennes combinées est d'autant plus important que leurs résonances sont proches.

#### Influence de la largeur $w_1$

La figure 8.10(a) représente l'évolution de la valeur de la réflectivité  $R_{\text{RCWA}}$  aux résonances  $\lambda_{r1}$  et  $\lambda_{r2}$  de la structure combinée lorsque la largeur  $w_1$  de l'antenne  $A_1$  varie de 80 à 200 nm. On observe tout d'abord que l'influence de la largeur  $w_1$  sur la réflectivité est importante puisque qu'une variation de 80 à 160 nm conduit à une variation de 16% à 0% de la réflectivité. Pour des largeurs supérieures à 160 nm, la réflectivité augmente lorsque  $w_1$  augmente. Notons que la variation  $\Delta w_1 = 120 \text{ nm}$  de la largeur  $w_1$  conduit à une légère variation de la longueur d'onde de la résonance de l'antenne  $A_2$  de  $\frac{\Delta \lambda_{r2}}{\lambda_{r2}}$  inférieure à 5%. On démontre ainsi qu'il est possible de trouver une valeur de  $w_1$  annulant totalement la réflectivité de la structure et qui conduit à compenser l'effet du couplage des antennes

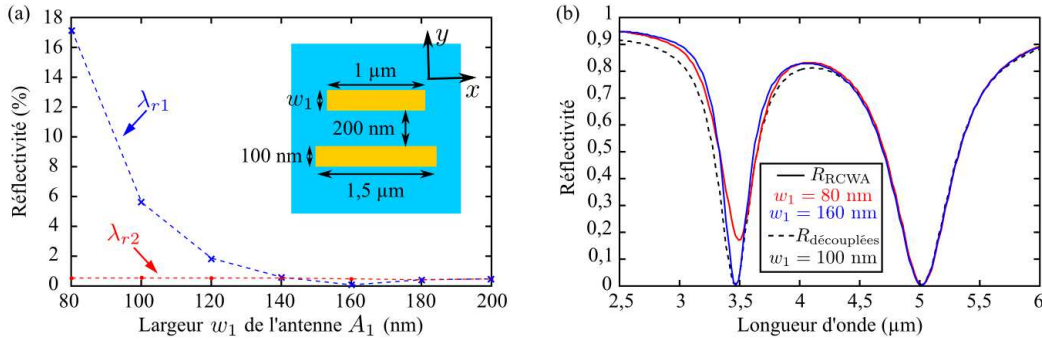


FIGURE 8.10 – (a) Évolution de la valeur de la réflectivité  $R_{RCWA}$  aux résonances  $\lambda_{r1}$  (bleu) et  $\lambda_{r2}$  (rouge) du système d’antennes combinées en fonction de la largeur  $w_1$  de l’antenne  $A_1$ . (b) Spectres de la réflectivité  $R_{RCWA}$  de la combinaison d’antennes pour  $w_1 = 80$  nm (rouge) et  $w_1 = 160$  nm (bleu). On trace également (pointillé) le spectre de la réflectivité  $R_{d\acute{e}coupl\acute{e}es}$  pour  $w_1 = 100$  nm.

comme le montre la figure 8.10(b). D’après ces résultats, on constate que la modification de  $w_1$  revient à modifier les conditions d’interférences des deux antennes.

### 8.2.3 Interprétation des spectres mesurés de réflectivité de la combinaison d’antennes L

Nous cherchons à vérifier la cohérence de notre interprétation et à comprendre l’annulation totale de la réflectivité observée dans le cas plus complexe de la combinaison des antennes MIM en forme de L que nous avons décrites et caractérisées expérimentalement au début de ce chapitre (cf. Fig. 8.11(b)). Pour cela, nous nous proposons d’étudier les distributions des charges dans les antennes métalliques dans les différentes régions du spectre de réflectivité. Nous rappelons sur la figure 8.11(a) les spectres de réflectivité  $R_{\parallel}$  et  $R_{\perp}$  mesurés au FTIR de la structure combinée et les spectres calculés à partir des relations 8.1 et 8.2. Les points colorés indiquent les positions des longueurs d’onde auxquelles les cartes des distributions des charges représentées sur les figures 8.11(c-j) ont été calculées. Les figures 8.11(d), (e), (h) et (j) donnent la distribution des charges dans les antennes métalliques aux résonances respectivement  $\lambda_{r1}^1$ ,  $\lambda_{r2}^1$ ,  $\lambda_{r1}^2$  et  $\lambda_{r2}^2$ . On retrouve bien les distributions de charges correspondant aux résonances de chaque antenne telles que décrites dans le chapitre §6. Les distributions des charges représentées sur les figures 8.11(c) et (g) résultent du couplage complexe de différents modes de résonance des antennes et de leur combinaison dont il est difficile de décrire simplement les différentes contributions. L’étude des distributions des charges (Fig.8.11(e) et (i)) aux longueurs d’onde  $\lambda = 5 \mu\text{m}$  et  $\lambda = 7,3 \mu\text{m}$  correspondant aux zéros de la réflectivité nous indique que les réponses des antennes sont en opposition de phase et d’amplitude équivalente. Ainsi l’apparition des zéros dans le spectre de la réflectivité croisée de la structure combinée est bien la conséquence d’une interférence destructive de la contribution de chaque antenne L.

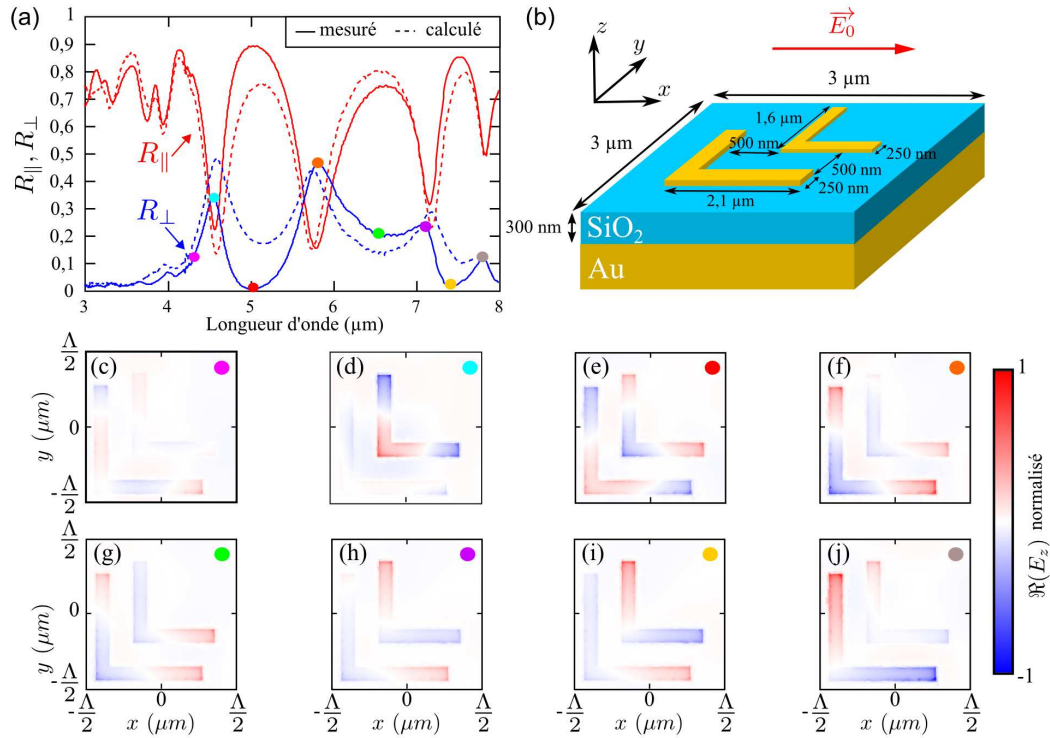


FIGURE 8.11 – (a) En continu, les spectres des coefficients  $R_{\parallel}$  (rouge) et  $R_{\perp}$  (bleu) mesurés au FTIR et en pointillé, les spectres calculés à partir des spectres des antennes individuelles (représentés Fig. 8.3(a) et (b)) suivant les relations 8.1 et 8.2 de la combinaison des antennes  $L_1$  et  $L_2$  représentée en (b). (c-j) Partie réelle de la composante normale du champ électrique  $E_z$  normalisée calculée au niveau de la surface supérieure de l'antenne à  $z = 270$  nm correspondant aux longueurs d'onde marquées par les points colorés de (a). Le signe du champ donne directement la distribution des charges dans l'antenne.

## 8.2.4 Conclusion

Nous avons montré dans ce paragraphe que les effets de couplages observés dans le système de deux antennes MIM de forme rectangulaire parallèles s'expliquent par l'interférence des champs électriques rayonnés par chacun de ces résonateurs électriques. Selon la position de la longueur d'onde de la mesure par rapport à la résonance de chaque résonateur ces interférences peuvent être destructives ou constructives. Ces phénomènes conduisent alors à un spectre de réflectivité de la structure combinée différent de celui calculé à partir des réflectivités des antennes rectangulaires individuelles en considérant celles-ci comme deux résonateurs indépendants. L'étude de l'influence des paramètres géométriques sur ces phénomènes d'interférences montre que ceux-ci sont d'autant plus importants que les deux résonateurs sont proches physiquement et spectralement (longueurs d'onde de résonance). Néanmoins, il est possible de compenser les effets de ce couplage en jouant sur la largeur des antennes. Nous avons montré que l'apparition des zéros dans le spectre de la réflectivité croisée de la structure d'antennes L réalisée correspondait bien à une réponse des résonateurs en opposition de phase.

## 8.3 Conclusion

Nous avons démontré expérimentalement et théoriquement que la juxtaposition de plusieurs antennes MIM avec des dimensions différentes permet de moduler la réponse spectrale de la métasurface ainsi réalisée. L'étude du spectre de la réflectivité d'une telle structure combinée a mis en évidence l'existence de couplages entre les antennes pouvant être imputés aux interférences entre les ondes rayonnées par chaque antenne MIM. L'efficacité de ces interférences est influencée d'une part par la géométrie du système (distance entre les antennes) et d'autre part par la réponse spectrale de chaque résonateur (position des résonances). Les résultats présentés dans ce chapitre ouvrent la voie vers la conception de métasurfaces obtenues à partir de la combinaison d'antennes V avec des angles et des résonances différentes capables de modifier la polarisation de la lumière réfléchie en fonction de la longueur d'onde.





# Conclusion et perspectives

L'objectif de ma thèse était de proposer des familles de nanostructures innovantes permettant le contrôle des propriétés de la lumière à une échelle sub-longueur d'onde afin de réaliser *in fine* des composants optiques, ces solutions devant être viables technologiquement.

Dans un premier temps, je me suis intéressé à l'étude de dispositifs de contrôle de la phase du front d'onde incident. Le concept métal/diélectrique 1/diélectrique 2/métal (MDDM) consiste à remplir un guide d'onde métallique sub-longueur d'onde avec une structuration de deux couches de diélectriques dont la proportion respective fixe l'indice effectif du mode guidé. L'onde transmise à travers la structure subit alors un déphasage proportionnel à sa hauteur et à l'indice effectif. Ce dispositif s'inscrit comme une évolution du principe des lentilles plasmoniques avec des contraintes technologiques allégées puisque la modulation de la phase ne nécessite plus un respect du dimensionnement des structures à l'échelle nanométrique. Chaque structure MDDM est une brique élémentaire de contrôle de la phase et la juxtaposition spatiale de plusieurs d'entre elles permet de réaliser un composant optique, comme je l'ai démontré pour la conception d'une lentille.

Les lentilles de Huygens s'inscrivent quant à elles dans un souci de simplification extrême des contraintes technologiques puisqu'elles ne reposent que sur la structuration surfacique d'une paroi métallique. Contrairement aux MDDM ou aux lentilles plasmoniques, l'épaisseur de la structure n'est plus un paramètre dimensionnant, ce qui permet de les assimiler à des métasurfaces. J'ai démontré le potentiel de ces structures pour la réalisation de composants optiques ayant des fonctionnalités originales, notamment une lentille compensatrice de l'angle d'incidence qui combine au sein d'un même dispositif plan les fonctions de prisme et de lentille. De plus, les performances des lentilles de Huygens montrent qu'il est possible de réaliser de fortes focalisations (distance focale de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde). L'ONERA, le CEA et SOFRADIR se sont associés pour fabriquer un prototype de matrice de détecteurs infrarouges à petit pas pixel (typiquement  $\lambda$ ) avec des lentilles de Huygens, afin de caractériser leur FTM. Ce sujet est amené à prendre de l'importance dans les années qui viennent, soutenu par des projets de recherche.

Dans un second temps, j'ai développé des métasurfaces pour le contrôle de la polarisation de la lumière en réflexion. J'ai proposé un concept d'antennes métalliques avec des géométries en forme de bâtonnet ou de L déposées sur une couche d'isolant recouvrant un miroir métallique (MIM). J'ai montré théoriquement et expérimentalement qu'une onde polarisée linéairement selon un axe de rupture de leur symétrie pouvait alors être totalement réfléchi dans la polarisation orthogonale (moyennant des pertes dans le métal de l'ordre de 20%). Ces performances illustrent également le paradoxe de ces métasurfaces, puisqu'une structuration de seulement 2% de la surface permet d'interagir avec la quasi-totalité de la lumière incidente.

L'antenne en forme de bâtonnet se comporte comme un dipôle électrique, et constitue une brique de base de contrôle de la polarisation à la fois spectralement et spatialement à une échelle sub-longueur d'onde. Le couplage de bâtonnets en contact ohmique (géométries d'antenne L ou V) est bien décrit par un formalisme de Jones basé sur une réponse linéaire de chaque antenne bâtonnet. Il permet d'avoir des degrés de liberté supplémentaires et conduit à une levée de dégénérescence de la résonance permettant notamment d'élargir la bande spectrale d'efficacité. J'ai également montré expérimentalement et théoriquement que la combinaison de plusieurs antennes MIM représente un autre moyen de modulation de la bande spectrale d'efficacité de ces métasurfaces. Par ailleurs, j'ai illustré expérimentalement que la géométrie d'antenne V permet le contrôle de la rotation de la polarisation réfléchi.

Les résultats obtenus témoignent du potentiel de ce type d'antennes pour la conception de composants optiques en polarisation tels que des lames demi-onde, des brouilleurs de polarisation. Enfin, on peut utiliser une antenne MIM pour déphaser localement l'onde incidente en la réfléchissant dans une autre polarisation. La juxtaposition spatiale de tels dispositifs ouvre alors la voie vers la conception de fonctions optiques à base de métasurfaces et fait l'objet d'une thèse débutant en 2015 dans MINAO.

# Annexe



# Annexe A : Modèle analytique du calcul de la transmission d'un réseau de guides d'ondes métalliques

Nous présentons ici les principaux résultats de la méthode de calcul analytique de la transmission et de la réflexion d'une structure de fentes métalliques périodiques décrite par Lalanne *et al.*<sup>4</sup> et qui a été généralisée à des systèmes plus complexes dans les travaux de thèse de P. Bouchon<sup>5</sup>.

## Présentation du problème

La structure étudiée est schématisée sur la figure 12. Elle consiste en un réseau de période  $\Lambda$  de guides d'onde métalliques de largeur  $w$  et de hauteur  $h$  remplis de façon homogène avec un matériau de permittivité électrique  $\epsilon_2 = n_2^2$ . Le métal a une permittivité électrique  $\epsilon_m$ . On définit également les régions semi-infinies incidente I (permittivité  $\epsilon_1 = n_1^2$ ) et de transmission III (permittivité  $\epsilon_3 = n_3$ ). L'onde plane incidente est polarisée TM, *i.e.* le champ magnétique est orienté suivant  $y$ , et a un angle d'incidence  $\alpha$  avec l'axe  $z$ .

---

<sup>4</sup>LALANNE *et al.*, 2000.

<sup>5</sup>BOUCHON, 2011.

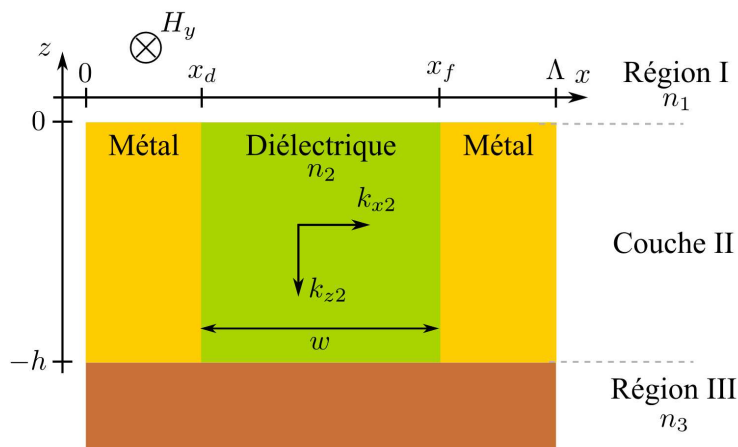


FIGURE 12 – Schéma du guide d'onde métallique considéré

## Expression des champs

Dans les régions I et III, la périodicité de la structure permet de faire la décomposition de Rayleigh des champs magnétiques incident  $H_{y1}$  et transmis  $H_{y3}$  :

$$H_{y1}(x, z) = e^{i(k_{x1}^{(0)}x - k_{z1}^{(0)}z)} + \sum_{n \in \mathbb{Z}} R_n e^{i(k_{x1}^{(n)}x - k_{z1}^{(n)}z)}, \quad (3a)$$

$$H_{y3}(x, z) = \sum_{n \in \mathbb{Z}} T_n e^{i(k_{x3}^{(n)}x - k_{z3}^{(n)}(z+h))}, \quad (3b)$$

$$(3c)$$

avec :

$$k_{xj}^{(n)} = k_{xj}^{(0)} + n \frac{2\pi}{\Lambda}, \quad (4)$$

$$k_x^{(n)2} + k_{zj}^{(n)2} = n_j^2 k_0^2, \quad (5)$$

$$k_x^{(0)} = n_j k_0 \sin \alpha = n_j \frac{2\pi \sin \alpha}{\lambda}, \quad (6)$$

où  $j = (1, 3)$  est l'indice de la région considérée et  $n$  désigne l'ordre de diffraction du réseau et les coefficients  $R_n$  et  $T_n$  les amplitudes complexes des ordres réfléchis et transmis.

Dans le guide d'onde, l'expression générale du champ magnétique  $H_{y2}$  est la somme des contributions de chaque mode guidé propagatif. Néanmoins il est possible de simplifier le problème en se plaçant dans la configuration géométrique du régime monomode du guide d'onde. Comme nous l'avons démontré dans le chapitre §3, cela suppose d'une part que la hauteur  $h$  du guide soit suffisamment grande pour négliger la transmission des modes évanescents et d'autre part que sa largeur  $w$  reste inférieure à  $\frac{\lambda}{2n_2}$ . Le champ magnétique dans le guide d'onde s'exprime alors :

$$H_{y2}(x, z) = X_0(x)(A_0 e^{ik_{z2}(z+h)} + B_0 e^{-ik_{z2}z}), \quad (7)$$

où  $X_0(x)$  représente la dépendance en  $x$  du mode guidé. En dehors du guide d'onde (pour  $x < x_d$  et  $x > x_f$ ) le champ magnétique est évanescent et sa contribution est nulle.

Nous venons d'exprimer les champs magnétiques dans chacune des régions, la détermination des inconnues du problème que sont  $R_m, T_m$  et le couple  $(A_0, B_0)$  nécessite d'établir des relations entre les équations 3a, 3b et 7. Pour cela, nous utilisons les conditions de continuité aux interfaces de chaque région.

## Conditions de continuité des champs

Pour résoudre le problème, il est nécessaire d'établir des relations entre les expressions des champs dans les différentes régions, pour cela nous utilisons les conditions de continuité aux interfaces en distinguant les zones d'interfaces diélectrique/diélectrique et métal/diélectrique.

A une interface diélectrique/diélectrique, qui correspond à la zone du guide d'onde, on écrit la continuité de la composante tangentielle du champ magnétique  $H_y$  et du champ électrique  $E_x = \frac{1}{\epsilon} \partial_z H_y(x, z)$ .

Pour l'interface métal/diélectrique, comme le métal est très absorbant, le champ magnétique est rapidement atténué et il ne pénètre dans le métal que dans une faible épaisseur (épaisseur de peau du métal). On utilise alors comme condition de continuité, le modèle d'impédance de surface largement étudié pour les métaux dans l'infrarouge dans la littérature<sup>6</sup> et qui consiste à remplacer dans l'équation de Maxwell-Ampère, l'expression du champ électrique  $E_x$  et écrire :

$$\partial_z H_{yj}(x, z) = \eta_j H_{yj}(x, z) \quad (8)$$

avec :

$$\eta_j = \frac{\epsilon_j k_0}{i\sqrt{\epsilon_m}} \quad (9)$$

où  $\epsilon_j$  est la permittivité électrique de la région incidente ( $j = 1$ ), structurée ( $j = 2$ ) ou de transmission ( $j = 3$ ).

Finalement, on a :

- A l'interface entre les régions I et II ( $z = 0$ ) :
- **Au niveau du guide d'onde**, soit pour  $x \in [x_d, x_f]$  :

$$H_{y1}(x, 0) = H_{y2}(x, 0), \quad (10a)$$

$$\frac{1}{\epsilon_1} \partial_z H_{y1}(x, z)|_{z=0} = \frac{1}{\epsilon_2} \partial_z H_{y2}(x, z)|_{z=0}. \quad (10b)$$

- **En dehors du guide d'onde** :

$$\partial_z H_{y1}(x, z)|_{z=0} = \eta_1 H_{y1}(x, 0) \quad (11)$$

<sup>6</sup>Depine *et al.*, "Perfectly conducting diffraction grating formalisms extended to good conductors via the surface impedance boundary condition", Depine *et al.*, "Surface impedance boundary condition for metallic diffraction gratings in the optical and infrared range".



- A l'interface entre les régions II et III ( $z = -h$ ) :

- Au niveau du guide d'onde, soit pour  $x \in [x_d, x_f]$  :

$$H_{y2}(x, -h) = H_{y3}(x, -h), \quad (12a)$$

$$\frac{1}{\epsilon_2} \partial_z H_{y2}(x, z)|_{z=-h} = \frac{1}{\epsilon_3} \partial_z H_{y3}(x, z)|_{z=-h}. \quad (12b)$$

- En dehors du guide d'onde :

$$\partial_z H_{y3}(x, z)|_{z=-h} = \eta_1 H_{y3}(x, -h) \quad (13)$$

## Résolution du problème

La première étape consiste à projeter les équations 3a et 3b sur la base de Rayleigh (produit scalaire par  $\exp(-ik_{xj}^{(r)}x)$ ) et on les intègre sur une période respectivement en  $z = 0$  et en  $z = -H$ , soit :

$$\int_0^\Lambda H_{y1} e^{-ik_{x1}^{(r)}x} = \delta_{0,r} \Lambda + R_r \Lambda, \quad (14a)$$

$$\int_0^\Lambda H_{y3} e^{-ik_{x3}^{(r)}x} = T_r \Lambda. \quad (14b)$$

On décompose ensuite ces intégrales suivant les interfaces diélectrique/diélectrique ou métal/diélectrique et on utilise les équations de continuité 10a,11 et 12a, 13 pour les réécrire sous la forme d'intégrales dépendant de  $H_{y2}$  et  $\partial_z H_{y1}$  ou  $\partial_z H_{y3}$ .

On complète alors les intégrales sur  $\partial_z H_{y1}$  et  $\partial_z H_{y3}$  pour qu'elles couvrent toute la période et les intégrales supplémentaires ajoutées sur l'interface diélectrique/diélectrique sont exprimées en fonction de  $H_{y2}$  grâce aux équations 10b et 12b. On obtient alors un système d'intégrales calculables en fonction des paramètres de la structure qui permet d'extraire les expressions des coefficients  $R_r$  et  $T_r$  en fonction des constantes  $A_0$  et  $B_0$ .

Enfin, on intègre les équations de continuité 10a et 12a entre  $x_d$  et  $x_f$  et on remplace les coefficients  $R_n$  et  $T_n$  par les expressions obtenues précédemment ce qui conduit à la résolution d'un système linéaire à deux inconnues  $A_0$  et  $B_0$ .

## Expression de la réflexion et de la transmission

En suivant la démarche décrite précédemment, on trouve les expressions analytiques de la réflexion et de la transmission de la structure. Dans un souci de clarté, nous définissons au préalable les termes suivants où l'indice  $j$  se réfère à la région  $j$  et l'indice  $n$  à l'ordre dans

la composition de Rayleigh :

$$\beta_{\pm j}^{(n)} = 1 \pm \frac{ik_{zj}^{(n)}}{\eta_1}, \quad (15a)$$

$$\gamma_{\pm j} = 1 \pm \frac{i\epsilon_1 k_{z2}}{\eta_j \epsilon_2}. \quad (15b)$$

$$(15c)$$

De même, on définit également les intégrales suivantes (dont le calcul dépend du guide d'onde plan étudié) :

$$K_{\text{guide}} = \int_{x_d}^{x_f} X_0(x) dx, \quad (16a)$$

$$I_j^{(n)} = \int_{x_d}^{x_f} e^{ik_{xj}^{(n)} x} dx, \quad (16b)$$

$$Int_j^{(n)} = \frac{1}{2} \int_{x_d}^{x_f} X_0(x) e^{ik_{xj}^{(n)} x} dx. \quad (16c)$$

On a alors les expressions des termes  $R_n$  et  $T_n$  suivantes :

$$R_n = -\delta_{0,n} \frac{\beta_{+1}^{(n)}}{\beta_{-1}^{(n)}} + \frac{Int_1^{(n)}}{\Lambda \beta_{-1}^{(n)}} (A_0 \gamma_{-1} e^{ik_{z2} h} + B_0 \gamma_{p1}), \quad (17a)$$

$$T_n = \frac{Int_3^{(n)}}{\Lambda \beta_{+3}^{(n)}} (A_0 \gamma_{-3} + B_0 \gamma_{+3} e^{ik_{z2} h}). \quad (17b)$$

Les inconnues  $A_0$  et  $B_0$  sont obtenues en résolvant l'équation suivante :

$$\begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C \\ 0 \end{pmatrix} \quad (18)$$

avec :

$$C = I_1^{(0)} \left( 1 - \frac{\beta_{+1}^{(0)}}{\beta_{-1}^{(0)}} \right) \quad (19)$$

et

$$M_{11} = (K_{\text{guide}} - \gamma_{-1} S_1) e^{ik_{z2} h} = m_{11} e^{ik_{z2} h}, \quad (20a)$$

$$M_{12} = K_{\text{guide}} - \gamma_{+1} S_1 = m_{12}, \quad (20b)$$

$$M_{21} = K_{\text{guide}} - \gamma_{-3} S_3 = m_{21}, \quad (20c)$$

$$M_{22} = (K_{\text{guide}} - \gamma_{+3} S_3) e^{ik_{z2} h} = m_{22} e^{ik_{z2} h}, \quad (20d)$$

où on a introduit les sommes  $S_1$  et  $S_3$  telles que :

$$\begin{aligned} S_1 &= \sum_n \frac{Int_1^{(n)} I_1^{(n)}}{\beta_{-1}^{(n)}}, \\ S_3 &= \sum_n \frac{Int_3^{(n)} I_3^{(n)}}{\beta_{+3}^{(n)}}. \end{aligned} \quad (21)$$

La résolution du système d'équations 18 donne :

$$\begin{cases} A_0 = \frac{Cm_{22}}{m_{11}m_{22}e^{2ik_{z2}h} - m_{21}} e^{ik_{z2}h} \\ B_0 = -A_0 \frac{m_{21}}{m_{22}} e^{-ik_{z2}h} \end{cases} \quad (22)$$

En injectant ce résultat dans les équations 17a et 17b on obtient alors les expressions analytiques suivantes :

$$R_n = -\delta_{0,n} \frac{\beta_{+1}^{(n)}}{\beta_{-1}^{(n)}} + \frac{Int_1^{(n)}}{\Lambda\beta_{-1}^{(n)}} \frac{Cm_{22}}{m_{11}m_{22}e^{2ik_{z2}h} - m_{21}} \left( \gamma_{-1} e^{2ik_{z2}h} - \frac{m_{21}}{m_{22}} \gamma_{+1} \right), \quad (23a)$$

$$T_n = \frac{Int_3^{(n)} m_{22} C}{\Lambda\beta_{+3}^{(n)}} \left( \gamma_{-3} - \frac{m_{21}}{m_{22}} \gamma_{+3} \right) \frac{e^{ik_{z2}h}}{m_{11}m_{22}e^{2ik_{z2}h} - m_{21}}. \quad (23b)$$

Les intensités réfléchie  $R_{\text{totale}}$  dans la région I et transmise  $T_{\text{totale}}$  dans la région 3, vont s'écrire :

$$R_{\text{totale}} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{\Re(k_{z1}^{(n)})}{k_{z1}^{(0)}} |R_n|^2, \quad (24a)$$

$$T_{\text{totale}} = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_3} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{\Re(k_{z3}^{(n)})}{k_{z1}^{(0)}} |T_n|^2 \quad (24b)$$

# Annexe B : Description des méthodes de simulations numériques

Nous présentons ici les conditions prises en compte pour les différents calculs numériques qui ont été effectués lors de la thèse sur les concepts développés. Le choix des méthodes de résolution numériques utilisées ainsi que les conditions dépendent de la périodicité des conditions aux limites et de la géométrie de la structure comme nous le détaillons par la suite.

## Méthode modale

### Description de la méthode

Dans le cas où la structure étudiée est périodique avec des géométries rectangulaires, *i.e.* antennes MIM rectangulaires ou en forme de L, réseau de lentilles de Huygens, nous avons utilisé les codes de simulation basés sur une méthode modale, particulièrement adaptés à ces configurations. Pratiquement ces méthodes sont basées sur un découpage des structures suivant un empilement fini de couches planes dans lesquelles les équations de Maxwell sont résolues indépendamment les unes des autres. La méthode modale la plus utilisée dans la communauté optique repose sur une discrétisation des champs dans la base de Fourier, aussi appelé méthode RCWA (Rigorous Coupled Wave Analysis). Les équations de Maxwell et les équations constitutives sont alors résolues en interpolant chaque ordre de Fourier sur un maillage spatial optimisé au saut de permittivité de la couche considérée, ce qui donne une équation aux valeurs propres. L'empilement des couches est ensuite traité à l'aide d'un algorithme de matrices S qui relie les ondes entrantes aux ondes sortantes à une interface. Ce formalisme permet de décrire le comportement du champ électromagnétique à travers un empilement de couches. En pratique, les équations ne sont résolues que pour un nombre fini d'ordres de Fourier. On montre alors que la convergence des calculs effectués avec ce type de

méthode dépend du nombre d'ordres de Fourier pris en compte, comme nous le détaillons par la suite.

### Paramètres considérés

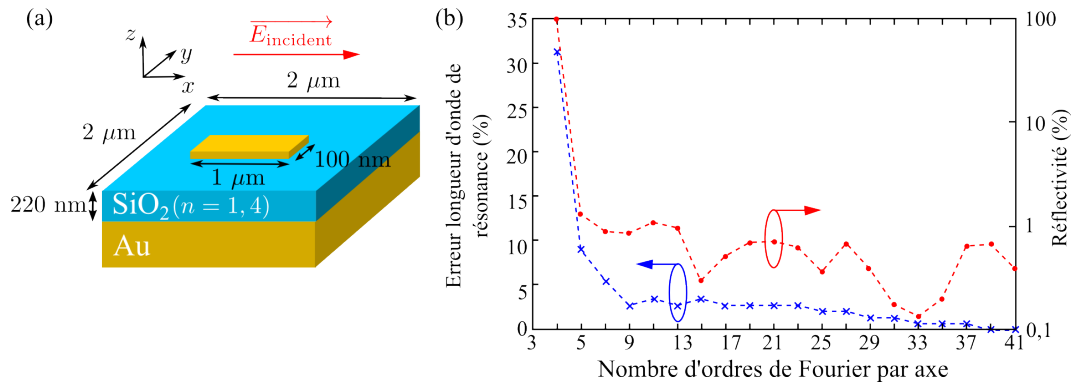


FIGURE 13 – (a) Schéma de l'antenne MIM rectangulaire simulée sous le logiciel Réticolo. (b) Évolution de l'erreur sur la longueur d'onde de résonance (croix bleues) et de la valeur de la réflectivité correspondante (cercles rouges) en fonction du nombre d'ordres de Fourier retenus pour le calcul. La longueur d'onde de résonance pour 1681 ordres de Fourier, soit  $N=21$  ordres suivant chaque direction, est pris comme référence.

Nous utilisons le logiciel de résolution modale Réticolo développé par J.-P. Hugonin<sup>7</sup> dans sa version commercialisée de 2011. A titre d'exemple, nous considérons le réseau bi-périodiques d'antennes MIM rectangulaires présentés dans le chapitre 5 et dont les dimensions sont rappelées sur la figure 8.3(a). On représente alors sur la figure 8.3(b) l'évolution de l'erreur sur la longueur d'onde de résonance ainsi que la valeur de la réflectivité correspondante de la structure éclairée avec un champ électrique incident polarisé suivant sa longueur en fonction du nombre  $N$  d'ordres de Fourier retenus dans la simulation numérique suivant les directions  $x$  ou  $y$ . On considère le cas d'une distribution symétrique des ordres de Fourier suivant ces directions ainsi le nombre total d'ordres retenus dans la simulation est égal à  $N \times N$ . On constate que les calculs convergent lorsque le nombre de modes retenus augmente, l'erreur sur la longueur d'onde de résonance est inférieure à 3% dès lors qu'on retient au moins 17 ordres de Fourier dans chaque direction (289 ordres au total). De même au delà de 17 ordres, la valeur de la réflectivité reste inférieure à 1%. Les résultats de la figure 8.3 montrent que les calculs sont d'autant plus exacts que le nombre d'ordres est important néanmoins cela suppose des temps de calcul beaucoup plus importants. Par conséquent d'un point de vue pratique, le choix du nombre d'ordres retenus est fait afin d'obtenir le meilleur compromis entre convergence et temps de calcul. L'ensemble des calculs présentés dans le manuscrit ont été obtenus en considérant 21 ordres de Fourier dans chaque direction spatiale, soit 441 ordres au total.

<sup>7</sup>HUGONIN et LALANNE, 2005.

## Méthode des éléments finis

### Description de la méthode

Dans le cas où les structures étudiées ne présentent pas de conditions aux limites périodiques ou des géométries quelconques qui ne sont pas faciles à discrétiser sur un maillage rectangulaire, l'utilisation de méthodes modales peut se révéler peu appropriée. Pour de telles structures comme par exemple les lentilles de Huygens, les structures MDDM ou les réseaux d'antennes MIM en forme de V, nous avons eu recours au logiciel commercial COMSOL Multiphysics pour nos simulations qui est basé sur la méthode des éléments finis<sup>8</sup>. Dans un premier temps, on définit la configuration spatiale de la structure étudiée sur laquelle on superpose un maillage d'un nombre fini d'éléments spatiaux de forme géométriques simples (trièdres en 3D, triangle en 2D). Les équations de Maxwell sont alors résolues dans chacun de ces éléments de façon itérative.

Cette méthode nécessite de définir au préalable les positions des sources dans le système et les conditions aux limites aux interfaces de la structure étudiée.

### Paramètres considérés

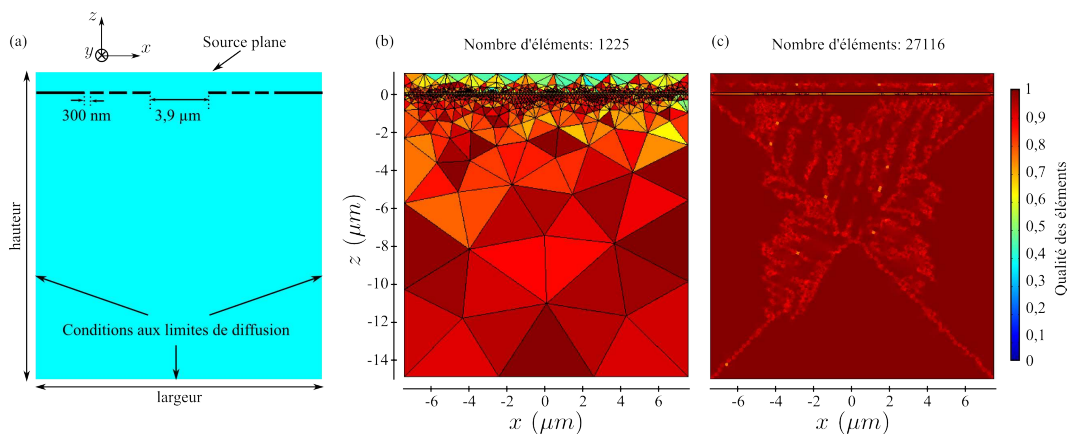


FIGURE 14 – (a) Schéma de la lentille de Huygens simulée composée de 7 fentes pour focaliser une onde plane incidente à  $\lambda = 650$  nm à la distance de  $5 \mu\text{m}$  sous le logiciel COMSOL. (b) et (c) Cartographie de la qualité des éléments correspondant respectivement à des maillages grossier et fin du problème.

A titre d'exemple nous considérons la lentille de Huygens à 7 fentes décrites dans le chapitre 4 et dont nous rappelons la configuration dans la figure 14(a). Pour le calcul numérique de ce cette lentille sous COMSOL, on se place dans un problème à 2 dimensions spatiales (infini suivant  $y$ ). La géométrie de la lentille ayant été définie, on définit alors la source au niveau de la frontière supérieure et on définit aux autres frontières des conditions de continuité aux interfaces proposées par COMSOL. Nous avons vérifié au préalable que ces conditions aux limites se comportaient de la même façon que des couches PML (Perfect Match Layer)

<sup>8</sup>SOFTWARE, Version 4.4,2013.

et ne constituaient pas des sources électromagnétiques secondaires par réflexion. Leur utilisation présente l'avantage par rapport aux PML de diminuer le nombre de degrés de libertés (*i.e.* nombres d'éléments) à calculer dans le système. Notons que dans le cas de structures périodiques, nous avons défini aux interfaces les conditions de périodicité de Floquet. Dans ces conditions, la largeur et la hauteur totales du système considéré sont choisies de sorte à obtenir un champ incident au niveau de la lentille plan et uniforme quelque soit l'angle d'incidence, et d'autre part à observer la focalisation de la lentille.

A partir de ces considérations, la précision de la simulation dépend alors du maillage réalisé, plus le nombre d'éléments finis est important meilleur est la description du problème comme l'illustrent les figures 14(b) et (c). Celles-ci représentent la qualité des éléments du maillage en fonction de leur position spatiale dans le cas d'un maillage grossier (cf. 14(b)) ou d'un maillage fin (cf. 14(c)). La qualité d'un élément quantifie sa dégénérescence vis à vis de la forme régulière de référence. Elle évolue de 0 (pour les éléments les moins précis avec une forte modification de l'élément régulier) à 1 qui correspond à une taille des éléments adaptée à la configuration géométrique étudiée. Le choix du maillage résulte alors du compromis entre sa qualité et le nombre d'éléments qui augmentent le temps de calcul nécessaire. Pour les simulations présentées dans le manuscrit, nous avons fixé une qualité moyenne des éléments supérieure à 95% (maillage très dense).

# Bibliographie

- ABRAMOWITZ, Milton et Irene A STEGUN (1964). *Handbook of Mathematical Functions: With Formulas, Graphs, and Mathematical Tables*. T. 55. DoverPublications. com. (Cf. p. 55).
- AIETA, F., P. GENEVET, N. YU, M.A. KATS, Z. GABURRO et F. CAPASSO (2012a). « Out-of-plane reflection and refraction of light by anisotropic optical antenna metasurfaces with phase discontinuities ». Dans : *Nano Letters*. (Cf. p. 28).
- AIETA, Francesco, Patrice GENEVET, Mikhail A KATS, Nanfang YU, Romain BLANCHARD, Zeno GABURRO et Federico CAPASSO (2012b). « Aberration-free ultrathin flat lenses and axicons at telecom wavelengths based on plasmonic metasurfaces ». Dans : *Nano letters* 12.9, p. 4932–4936. (Cf. p. 28).
- BARNES, W.L., A. DEREUX et T.W. EBBESEN (2003). « Surface plasmon subwavelength optics ». Dans : *Nature* 424.6950, p. 824–830. (Cf. p. 25).
- BAYER, Bryce E (1976). « Color imaging array ». Brev. US Patent 3,971,065. (Cf. p. 10).
- BIAGIONI, Paolo, Jer-Shing HUANG et Bert HECHT (2012). « Nanoantennas for visible and infrared radiation ». Dans : *Reports on Progress in Physics* 75.2, p. 024402. (Cf. p. 81, 83).
- BLANCHARD, Romain, Guillaume Aoust, Patrice GENEVET, Nanfang YU, Mikhail A KATS, Zeno GABURRO et Federico CAPASSO (2012). « Modeling nanoscale V-shaped antennas for the design of optical phased arrays ». Dans : *Physical Review B* 85.15, p. 155457. (Cf. p. 28).
- BOUCHON, Patrick (2011). « Ingénierie d’indice optique à base de nanostructures métalliques ». Thèse de doct. Ecole Polytechnique X. (Cf. p. 145).
- BOUCHON, Patrick, Charlie KOEHLIN, Fabrice PARDO, Riad HAÏDAR et Jean-Luc PELLOUARD (2012). « Wideband omnidirectional infrared absorber with a patchwork of plasmonic nanoantennas ». Dans : *Optics Letters* 37.6, p. 1038–1040. (Cf. p. 25, 74, 75, 80, 105, 127).



- BOYLE, Willard Sterling et George Elwood SMITH (1974a). « Buried channel charge coupled devices ». Brev. US Patent 3,792,322. (Cf. p. 7).
- (1974b). « Information Storage Devices ». Brev. US Patent 3,858,232. (Cf. p. 7).
- BOZHEVOLNYI, Sergey I, Valentyn S VOLKOV, Eloise DEVAUX, Jean-Yves LALUET et Thomas W EBBESEN (2006). « Channel plasmon subwavelength waveguide components including interferometers and ring resonators ». Dans : *Nature* 440.7083, p. 508–511. (Cf. p. 25).
- BRADY, David J et Nathan HAGEN (2009). « Multiscale lens design ». Dans : *Optics express* 17.13, p. 10659–10674. (Cf. p. 10).
- BRAVO-ABAD, J, L MARTIN-MORENO et FJ GARCIA-VIDAL (2004). « Transmission properties of a single metallic slit: From the subwavelength regime to the geometrical-optics limit ». Dans : *Physical Review E* 69.2, p. 026601. (Cf. p. 36).
- BRENDEL, R et D BORMANN (1992). « An infrared dielectric function model for amorphous solids ». Dans : *Journal of applied physics* 71.1, p. 1–6. (Cf. p. 118).
- CATRYSSSE, Peter B et Torbjorn SKAULI (2013). « Pixel scaling in infrared focal plane arrays ». Dans : *Applied optics* 52.7, p. C72–C77. (Cf. p. 11).
- CATRYSSSE, Peter B et Brian A WANDELL (2005). « Roadmap for CMOS image sensors: Moore meets Planck and Sommerfeld ». Dans : *Electronic Imaging 2005*. International Society for Optics et Photonics, p. 1–13. (Cf. p. 11).
- CESCATO, Lucila H, Ekkehart GLUCH et Norbert STREIBL (1990). « Holographic quarter-wave plates ». Dans : *Applied optics* 29.22, p. 3286–3290. (Cf. p. 22).
- CHEN, Xudong, Tomasz M GRZEGORCZYK, Bae-Ian WU, Joe PACHECO JR et Jin Au KONG (2004). « Robust method to retrieve the constitutive effective parameters of metamaterials ». Dans : *Physical Review E* 70.1, p. 016608. (Cf. p. 24).
- COLLIN, S., F. PARDO et J.L. PELOUARD (2007). « Waveguiding in nanoscale metallic apertures ». Dans : *Optics Express* 15.7, p. 4310–4320. (Cf. p. 25, 33, 42, 79, 82).
- DEVAUX, E., J.Y. LALUET, B. STEIN, C. GENET, T. EBBESEN, J.C. WEEBER et A. DEREUX (2010). « Refractive micro-optical elements for surface plasmons: from classical to gradient index optics ». Dans : *Optics Express* 18.20, p. 20610–20619. (Cf. p. 25).
- DI FALCO, Andrea, Susanne C KEHR et Ulf LEONHARDT (2011). « Luneburg lens in silicon photonics ». Dans : *Optics express* 19.6, p. 5156–5162. (Cf. p. 22).
- DREZET, Aurelien, Daniel KOLLER, Andreas HOHENUAU, Alfred LEITNER, Franz R AUSSENEGG et Joachim R KRENN (2007). « Plasmonic crystal demultiplexer and multiports ». Dans : *Nano letters* 7.6, p. 1697–1700. (Cf. p. 25).
- EBBESEN, T.W., HJ LEZEC, HF GHAEMI, T. THIO et PA WOLFF (1998). « Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays ». Dans : *Nature* 391.6668, p. 667–669. (Cf. p. 24).
- FARN, Michael W (1992). « Binary gratings with increased efficiency ». Dans : *Applied optics* 31.22, p. 4453–4458. (Cf. p. 21, 33).
- FENG, Di, Pan OU, Li-Shuang FENG, Shu-Ling HU et Chun-Xi ZHANG (2008). « Binary sub-wavelength diffractive lenses with long focal depth and high transverse resolution ». Dans : *Optics express* 16.25, p. 20968–20973. (Cf. p. 22).

- FUNSTON, Alison M, Caolina NOVO, Tim J DAVIS et Paul MULVANEY (2009). « Plasmon coupling of gold nanorods at short distances and in different geometries ». Dans : *Nano Letters* 9.4, p. 1651–1658. (Cf. p. 100).
- GARCIA-VIDAL, Francisco J, Luis MARTIN-MORENO, TW EBBESEN et L KUIPERS (2010). « Light passing through subwavelength apertures ». Dans : *Reviews of Modern Physics* 82.1, p. 729. (Cf. p. 36).
- Haidar, R., G. VINCENT, N. GUÉRINEAU, S. COLLIN, S. VELGHE et J. PRIMOT (2005). « Wollaston prism-like devices based on blazed dielectric subwavelength gratings ». Dans : *Optics Express* 13.25, p. 9941–9953. (Cf. p. 22, 33).
- HAO, Jiaming, Lei ZHOU et Min QIU (2011). « Nearly total absorption of light and heat generation by plasmonic metamaterials ». Dans : *Physical Review B* 83.16, p. 165107. (Cf. p. 76).
- HAO, Jiaming, Qijun REN, Zhenghua AN, Xueqin HUANG, Zhanghai CHEN, Min QIU et Lei ZHOU (2009). « Optical metamaterial for polarization control ». Dans : *Physical Review A* 80.2, p. 023807. (Cf. p. 74).
- HARNETT, Cindy K et Harold G CRAIGHEAD (2002). « Liquid-crystal micropolarizer array for polarization-difference imaging ». Dans : *Applied optics* 41.7, p. 1291–1296. (Cf. p. 10).
- HECHT, Eugene, Sébastien Matte la FAVEUR et Jean-Louis MEYZONNETTE (2005). *Optique*. Pearson Education. (Cf. p. 67, 112).
- HUANG, Lingling, Xianzhong CHEN, Holger MÜHLENBERND, Hao ZHANG, Shumei CHEN, Benfeng BAI, Qiaofeng TAN, Guofan JIN, Kok-Wai CHEAH, Cheng-Wei QIU et al. (2013). « Three-dimensional optical holography using a plasmonic metasurface ». Dans : *Nature communications* 4. (Cf. p. 28).
- HUGONIN, J. et P. LALANNE (2005). Dans : *Reticolo software for grating analysis*, Institut Optique, Palaiseau, France. (Cf. p. 120, 132, 152).
- ISHII, Satoshi, Vladimir M SHALAEV et Alexander V KILDISHEV (2012). « Holey-metal lenses: sieving single modes with proper phases ». Dans : *Nano letters* 13.1, p. 159–163. (Cf. p. 26).
- ISHII, Satoshi, Alexander V KILDISHEV, Vladimir M SHALAEV, Kuo-Ping CHEN et Vladimir P DRACHEV (2011). « Metal nanoslit lenses with polarization-selective design ». Dans : *Optics letters* 36.4, p. 451–453. (Cf. p. 27).
- JIANG, Zhi Hao, Seokho YUN, Fatima TOOR, Douglas H WERNER et Theresa S MAYER (2011). « Conformal dual-band near-perfectly absorbing mid-infrared metamaterial coating ». Dans : *ACS nano* 5.6, p. 4641–4647. (Cf. p. 105).
- JONES, R Clark (1941). « A new calculus for the treatment of optical systems ». Dans : *JOSA* 31.7, p. 488–493. (Cf. p. 112).
- KANG, Ming, Tianhua FENG, Hui-Tian WANG et Jensen Li (2012). « Wave front engineering from an array of thin aperture antennas ». Dans : *Optics express* 20.14, p. 15882–15890. (Cf. p. 28, 112).
- KISCHKAT, Jan, Sven PETERS, Bernd GRUSKA, Mykhaylo SEMTSIV, Mikaela CHASHNIKOVA, Matthias KLINKMÜLLER, Oliana FEDOSENKO, Stephan MACHULIK, Anna ALEKSANDROVA, Gregorii MONASTYRSKYI et al. (2012). « Mid-infrared optical properties of

- thin films of aluminum oxide, titanium dioxide, silicon dioxide, aluminum nitride, and silicon nitride ». Dans : *Applied optics* 51.28, p. 6789–6798. (Cf. p. 118).
- KOECHLIN, Charlie, Patrick BOUCHON, Fabrice PARDO, Julien JAECK, Xavier LAFOSSE, Jean-Luc PELOUARD et Riad HAÏDAR (2011). « Total routing and absorption of photons in dual color plasmonic antennas ». Dans : *Applied Physics Letters* 99.24, p. 241104–241104. (Cf. p. 25, 74, 75, 80, 127).
- KOECHLIN, Charlie, Patrick BOUCHON, Fabrice PARDO, Jean-Luc PELOUARD et Riad HAÏDAR (2013). « Analytical description of subwavelength plasmonic MIM resonators and of their combination ». Dans : *Optics express* 21.6, p. 7025–7032. (Cf. p. 76, 130).
- LALANNE, P. et D. LEMERCIER-LALANNE (1996). « On the effective medium theory of subwavelength periodic structures ». Dans : *Journal of Modern Optics* 43.10, p. 2063–2086. (Cf. p. 21, 33).
- LALANNE, P., S. ASTILEAN, P. CHAVEL, E. CAMBRIL et H. LAUNOIS (1999). « Design and fabrication of blazed binary diffractive elements with sampling periods smaller than the structural cutoff ». Dans : *JOSA A* 16.5, p. 1143–1156. (Cf. p. 22, 33).
- LALANNE, P., JP HUGONIN, S. ASTILEAN, M. PALAMARU et KD MOLLER (2000). « One-mode model and Airy-like formulae for one-dimensional metallic gratings ». Dans : *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics* 2, p. 48. (Cf. p. 36, 145).
- LALANNE, Philippe, Jean-Paul HUGONIN, HT LIU et Bing WANG (2009). « A microscopic view of the electromagnetic properties of sub- $\lambda$  metallic surfaces ». Dans : *Surface Science Reports* 64.10, p. 453–469. (Cf. p. 25).
- LÉVESQUE, Q, P BOUCHON, F PARDO, J-L PELOUARD et R HAÏDAR (2013). « Compact planar lenses based on a pinhole and an array of single mode metallic slits ». Dans : *Journal of the European Optical Society-Rapid publications* 8. (Cf. p. 70).
- LÉVESQUE, Q., M. MAKHSIYAN, P. BOUCHON, F. PARDO, J. JAECK, N. BARDOU, C. DUPUIS, R HAÏDAR et J.L. PELOUARD (2014). « Plasmonic planar antenna for wideband and efficient linear polarization conversion ». Dans : *Applied Physics Letters* 104, p. 111105. (Cf. p. 108).
- LEVY, Uriel, Chia-Ho TSAI, M NEZHAD, Wataru NAKAGAWA, C-H CHEN, Kevin A TETZ, L PANG et Yeshaiahu FAINMAN (2004). « Nanophotonics: materials and devices ». Dans : *Integrated Optoelectronic Devices 2004*. International Society for Optics et Photonics, p. 126–144. (Cf. p. 21).
- LEVY, Uriel, Maziar NEZHAD, Hyo-Chang KIM, Chia-Ho TSAI, Lin PANG et Yeshaiahu FAINMAN (2005). « Implementation of a graded-index medium by use of subwavelength structures with graded fill factor ». Dans : *JOSA A* 22.4, p. 724–733. (Cf. p. 22).
- LIN, L., X.M. GOH, L.P. MCGUINNESS et A. ROBERTS (2010). « Plasmonic lenses formed by two-dimensional nanometric cross-shaped aperture arrays for Fresnel-region focusing ». Dans : *Nano letters* 10.5, p. 1936–1940. (Cf. p. 26).
- LIU, Xianliang, Tatiana STARR, Anthony F STARR et Willie J PADILLA (2010). « Infrared spatial and frequency selective metamaterial with near-unity absorbance ». Dans : *Physical review letters* 104.20, p. 207403. (Cf. p. 74, 75).

- LÉVESQUE, Quentin, Patrick BOUCHON, Fabrice PARDO et Riad HAÏDAR (2013). « Dispositif de contrôle de phase d'un front d'onde ». Brev. PCT/EP2013/075167. FR Patent PCT/EP2013/075167. (Cf. p. 52).
- MALITSON, IH (1965). « Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica ». Dans : *JOSA* 55.10, p. 1205–1208. (Cf. p. 86, 99).
- MAXWELL, James Clerck (1873). *A treatise on Electricity and Magnetism*. Clarendon Press, Oxford. (Cf. p. 18).
- MENZEL, Christoph, Carsten ROCKSTUHL et Falk LEDERER (2010). « Advanced Jones calculus for the classification of periodic metamaterials ». Dans : *Physical Review A* 82.5, p. 053811. (Cf. p. 112).
- MOTE, R.G., SF YU, BK NG, W. ZHOU et SP LAU (2008). « Near-field focusing properties of zone plates in visible regime-New insights ». Dans : *Optics Express* 16.13, p. 9554–9564. (Cf. p. 25).
- MUTLU, Mehmet et Ekmel OZBAY (2012). « A transparent 90 polarization rotator by combining chirality and electromagnetic wave tunneling ». Dans : *Applied Physics Letters* 100.5, p. 051909. (Cf. p. 112).
- NI, X., N.K. EMANI, A.V. KILDISHEV, A. BOLTASSEVA et V.M. SHALAEV (2012). « Broadband Light Bending with Plasmonic Nanoantennas ». Dans : *Science* 335.6067, p. 427–427. (Cf. p. 73).
- NORDIN, Gregory P, Jeffrey T MEIER, Panfilo C DEGUZMAN et Michael W JONES (1999). « Micropolarizer array for infrared imaging polarimetry ». Dans : *JOSA A* 16.5, p. 1168–1174. (Cf. p. 22).
- PALIK, ED (1985). « Handbook of Optical Constants of Solids Academic Press ». Dans : *Orlando, FL*. (Cf. p. 40, 58, 76, 99).
- PARDO, Fabrice (2010). <https://github.com/fp4code/scikits-fdf/blob/master/setup.py>. (Cf. p. 39).
- PARDO, Fabrice, Patrick BOUCHON, Riad HAÏDAR et Jean-Luc PELOUARD (2011). « Light funneling mechanism explained by magnetoelectric interference ». Dans : *Physical review letters* 107.9, p. 093902. (Cf. p. 25).
- PENDRY, JB, AJ HOLDEN, WJ STEWART et I YOUNGS (1996). « Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures ». Dans : *Physical review letters* 76.25, p. 4773. (Cf. p. 20).
- PENDRY, John B, David SCHURIG et David R SMITH (2006). « Controlling electromagnetic fields ». Dans : *science* 312.5781, p. 1780–1782. (Cf. p. 20, 76).
- PENDRY, John B, A J\_ HOLDEN, DJ ROBBINS et WJ STEWART (1999). « Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena ». Dans : *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on* 47.11, p. 2075–2084. (Cf. p. 20).
- PENDRY, John Brian (2000). « Negative refraction makes a perfect lens ». Dans : *Physical review letters* 85.18, p. 3966. (Cf. p. 21).
- PORS, Anders, Michael G NIELSEN, Renéé Lynge ERIKSEN et Sergey I BOZHEVOLNYI (2013). « Broadband Focusing Flat Mirrors Based on Plasmonic Gradient Metasurfaces ». Dans : *Nano letters* 13.2, p. 829–834. (Cf. p. 25, 26).

- PRESS, William H (2007). *Numerical recipes 3rd edition: The art of scientific computing*. Cambridge university press. (Cf. p. 39).
- RADKO, Ilya P, Sergey I BOZHEVOLNYI, G BRUCOLI, L MARTÍN-MORENO, FJ GARCÍA-VIDAL et Alexandra BOLTASSEVA (2008). « Efficiency of local surface plasmon polariton excitation on ridges ». Dans : *Physical Review B* 78.11, p. 115115. (Cf. p. 25).
- RICHARDS, PL (1994). « Bolometers for infrared and millimeter waves ». Dans : *Journal of Applied Physics* 76.1, p. 1–24. (Cf. p. 10).
- ROY, Tapashree, Andrey E NIKOLAENKO et Edward TF ROGERS (2013). « A meta-diffraction-grating for visible light ». Dans : *Journal of Optics* 15.8, p. 085101. (Cf. p. 26).
- SHALAEV, Vladimir M (2007). « Optical negative-index metamaterials ». Dans : *Nature photonics* 1.1, p. 41–48. (Cf. p. 20).
- SHELBY, Richard A, David R SMITH et Seldon SCHULTZ (2001). « Experimental verification of a negative index of refraction ». Dans : *science* 292.5514, p. 77–79. (Cf. p. 20).
- SHI, H., C. WANG, C. DU, X. LUO, X. DONG et H. GAO (2005). « Beam manipulating by metallic nano-slits with variant widths ». Dans : *Optics Express* 13.18, p. 6815–6820. (Cf. p. 27, 33, 46).
- SHOGENJI, Rui, Yoshiro KITAMURA, Kenji YAMADA, Shigehiro MIYATAKE et Jun TANIDA (2004). « Multispectral imaging using compact compound optics ». Dans : *Optics Express* 12.8, p. 1643–1655. (Cf. p. 10).
- SMITH, D. R., S. SCHULTZ, P. MARKOŠ et C. M. SOUKOULIS (2002). « Determination of effective permittivity and permeability of metamaterials from reflection and transmission coefficients ». Dans : *Phys. Rev. B* 65 (19), p. 195104. DOI : 10.1103/PhysRevB.65.195104. (Cf. p. 24).
- SMITH, David R, Yu-Ju TSAI et Stéphane LAROCHE (2011). « Analysis of a Gradient Index Metamaterial Blazed Diffraction Grating ». Dans : *Antennas and Wireless Propagation Letters, IEEE* 10, p. 1605–1608. (Cf. p. 23, 24).
- SOFTWARE, COMSOL Multiphysics (Version 4.4,2013). Dans : *www.comsol.com*. (Cf. p. 153).
- SUN, Shulin, Kuang-Yu YANG, Chih-Ming WANG, Ta-Ko JUAN, Wei Ting CHEN, Chun Yen LIAO, Qiong HE, Shiyi XIAO, Wen-Ting KUNG, Guang-Yu GUO et al. (2012). « High-Efficiency Broadband Anomalous Reflection by Gradient Meta-Surfaces ». Dans : *Nano letters* 12.12, p. 6223–6229. (Cf. p. 26).
- SUN, Z. et H.K. KIM (2004). « Refractive transmission of light and beam shaping with metallic nano-optic lenses ». Dans : *Applied physics letters* 85.4, p. 642–644. (Cf. p. 46).
- TAN, CZ (1998). « Determination of refractive index of silica glass for infrared wavelengths by IR spectroscopy ». Dans : *Journal of non-crystalline solids* 223.1, p. 158–163. (Cf. p. 117).
- TSAI, Y.J., S. LAROCHE, T. TYLER, G. LIPWORTH, N.M. JOKERST et D.R. SMITH (2011). « Design and fabrication of a metamaterial gradient index diffraction grating at infrared wavelengths ». Dans : *Optics Express* 19.24, p. 24411–24423. (Cf. p. 23, 24).

- VERBLEGERS, L., P.B. CATRYSSSE, Z. YU, J.S. WHITE, E.S. BARNARD, M.L. BRONGERSMA et S. FAN (2008). « Planar lenses based on nanoscale slit arrays in a metallic film ». Dans : *Nano letters* 9.1, p. 235–238. (Cf. p. 26).
- VERBLEGERS, L., P.B. CATRYSSSE, Z. YU et S. FAN (2009). « Planar metallic nanoscale slit lenses for angle compensation ». Dans : *Applied Physics Letters* 95.7, p. 071112–071112. (Cf. p. 26, 64).
- VESELAGO, Victor Georgievich (1968). « The Electrodynamics of Substances with Simultaneously Negative Values of Epsilon and Mu ». Dans : *Physics-Uspeski* 10.4, p. 509–514. (Cf. p. 20).
- VÖLKEL, R, M EISNER et KJ WEIBLE (2003). « Miniaturized imaging systems ». Dans : *Microelectronic Engineering* 67, p. 461–472. (Cf. p. 11).
- WANG, Jiayuan, Xiaofei WU et Jiasen ZHANG (2010). « Imaging properties of Fresnel zone plate-like surface plasmon polariton launching lenses ». Dans : *Optics Express* 18.7, p. 6686–6692. (Cf. p. 25).
- YANG, Jianji, Christophe SAUVAN, Anthony JOUANIN, Stéphane COLLIN, J-L PELOUARD et Philippe LALANNE (2012). « Ultrasmall metal-insulator-metal nanoresonators: impact of slow-wave effects on the quality factor ». Dans : *Optics Express* 20.15, p. 16880–16891. (Cf. p. 25, 82).
- YIN, Xinghui, Martin SCHÄFERLING, Bernd METZGER et Harald GIESSEN (2013). « Interpreting Chiral Nanophotonic Spectra: The Plasmonic Born–Kuhn Model ». Dans : *Nano letters* 13.12, p. 6238–6243. (Cf. p. 83).
- YU, N., P. GENEVET, M.A. KATS, F. AIETA, J.P. TETIENNE, F. CAPASSO et Z. GABURRO (2011). « Light propagation with phase discontinuities: generalized laws of reflection and refraction ». Dans : *science* 334.6054, p. 333–337. (Cf. p. 51, 73, 110).
- YU, Nanfang, Francesco AIETA, Patrice GENEVET, Mikhail A KATS, Zeno GABURRO et Federico CAPASSO (2012). « A broadband, background-free quarter-wave plate based on plasmonic metasurfaces ». Dans : *Nano letters* 12.12, p. 6328–6333. (Cf. p. 28, 110).
- YU, Nanfang, Patrice GENEVET, Francesco AIETA, Mikhail A KATS, Romain BLANCHARD, Guillaume Aoust, Jean-Philippe TETIENNE, Zeno GABURRO et Federico CAPASSO (2013). « Flat optics: controlling wavefronts with optical antenna metasurfaces ». Dans : *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 19, p. 4700423–4700423. (Cf. p. 28).
- YU, Y. et H. ZAPPE (2011). « Effect of lens size on the focusing performance of plasmonic lenses and suggestions for the design ». Dans : *Optics Express* 19.10, p. 9434–9444. (Cf. p. 34, 67).
- ZHOU, Fei, Ye LIU et Weiping CAI (2013). « Plasmonic holographic imaging with V-shaped nanoantenna array ». Dans : *Optics express* 21.4, p. 4348–4354. (Cf. p. 28, 74).
- ZULOAGA, Jorge et Peter NORDLANDER (2011). « On the energy shift between near-field and far-field peak intensities in localized plasmon systems ». Dans : *Nano letters* 11.3, p. 1280–1283. (Cf. p. 86).



*D'accord, donc tu fais des lunettes miniatures...*

MA FAMILLE, Extrait de Repas de Famille.





## **Conception de micro-optiques par structuration sub-longueur d'onde**

Un composant optique modifie l'amplitude, la phase ou la polarisation d'une onde électromagnétique incidente. Ma thèse consiste à développer des composants optiques pour l'infrarouge à base de nanostructures sub-longueur d'onde. La possibilité de leur intégration au plus près des matrices de détecteurs permet de réduire l'encombrement des systèmes optiques tout en augmentant leur robustesse aux contraintes mécaniques. J'ai développé d'une part deux dispositifs de contrôle de la phase reposant sur des nanofentes déphasantes ou diffractives permettant, par exemple, de réaliser des lentilles planes à l'échelle de la longueur d'onde. J'ai également démontré le potentiel de ces dispositifs pour la conception de composants plans aux fonctions optiques nouvelles telles que les combinaisons des fonctions de filtrage ou de prisme avec celle d'une lentille. D'autre part, j'ai développé, fabriqué et caractérisé des métasurfaces à base de réseau d'antennes plasmoniques sub-longueur d'onde pour le contrôle spatial et spectral de la polarisation. En particulier, j'ai réalisé un convertisseur de polarisation linéaire en réflexion, efficace et large bande dans l'infrarouge.

## **Design of micro-optics based on sub-wavelength structurations**

An optical device modifies the magnitude, the phase or the polarization state of the incident light. My thesis consists in developing optical components in infrared range based on sub-wavelength nanostructures. The possibility to integrate them directly on the top of the array of detectors leads to an improvement of the compactness of the optical device and a better robustness relatively to mechanical stresses. First, I have developed two kinds of devices to control the phase based on phase shifting or diffractive nanoslits that permit for example to conceive planar lenses at the wavelength scale. Besides, I have also demonstrated, based on these devices, new optical functions such as the combination of a filtering or a prism function with a lens function. Second, I have conceived, fabricated, and characterized metasurfaces based on array of sub-wavelength plasmonic antennas in order to control spatially and spectrally the polarization. In particular, I have realized a wide band and efficient linear polarization converter used in reflection in the infrared range.