

NNT : 2017SACLX048

THÈSE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITÉ PARIS-SACLAY
PRÉPARÉE À L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

École doctorale n°572
École Doctorale Ondes et Matière
Spécialité de doctorat : Physique

par

MATHILDE MAKHSIYAN

Nano-émetteurs thermiques multi-spectraux

Thèse présentée et soutenue à l'École Polytechnique, le 14 septembre 2017.

Composition du Jury :

M.	JEAN-JACQUES GREFFET	Professeur Université Paris-Saclay - IOGS	(Président du jury)
M.	NICOLAS BONOD	Chargé de recherche Institut Fresnel	(Rapporteur)
M.	GÉRARD COLAS DES FRANCS	Professeur Université BFC - ICB	(Rapporteur)
Mme	ROSE-MARIE SAUVAGE	Ingénieur de recherche DGA	(Examinatrice)
M.	PATRICK BOUCHON	Ingénieur de recherche ONERA	(Examineur)
M.	RIAD HAÏDAR	Professeur ONERA	(Directeur de thèse)

Remerciements

Cette aventure à l'ONERA a commencé en mars 2013 avec mon stage de fin d'études que j'ai effectué dans le laboratoire commun de recherche MiNaO. Je n'avais pas prévu de faire une thèse mais il faut croire qu'en seulement cinq mois de stage dans cette équipe, ils ont réussi à me faire changer d'avis! Quatre ans plus tard, passés en un clin d'œil, il est temps de tourner la page en remerciant toutes les personnes qui ont rendu cette aventure inoubliable.

Je tiens tout d'abord à remercier tous les membres du jury pour l'intérêt qu'ils ont porté à mes travaux de thèse et les discussions enrichissantes que nous avons eues lors de la soutenance.

J'ai eu la chance d'être encadrée pendant ces trois ans par une équipe exceptionnelle. Riad, merci pour ton dynamisme, ton enthousiasme et la grande confiance que tu m'as accordée. Patrick, merci pour tout ce que tu m'as apporté scientifiquement mais surtout merci pour tout le reste : pour nos nombreuses réunions potins, pour tes conseils immobiliers et financiers, pour nos brunchs chez Mama's et le mémorable match des Golden State Warriors à San Francisco! Merci d'avoir été plus un ami qu'un encadrant.

Julien, bien que tu ne sois pas officiellement dans mon équipe d'encadrement, tu en faisais clairement partie! Merci pour toutes les heures passées sur le montage de ma manip et pour tes solutions à tous mes "Julien, ça ne marche pas...". Merci pour toutes nos longues heures de discussions, pour le pingouin de Marseille et le cœur de palmier!

Un grand merci également à Christophe et Nathalie pour leur aide précieuse en salle blanche et surtout pour leur gentillesse et leur disponibilité.

Si j'ai finalement décidé de poursuivre en thèse, c'est en grande partie pour l'excellente ambiance qui règne dans le labo et qui donne envie venir travailler avec le sourire tous les matins.

Quentin, merci d'avoir encadré mon stage de fin d'études et de m'avoir donné envie de continuer en thèse dans l'équipe. Merci pour toutes nos discussions, qui maintenant se poursuivront de l'autre côté du plateau, et surtout pour avoir joué avec succès l'entremetteur!

Clément, merci d'avoir rendu ces trois années de thèse beaucoup plus amusantes. Merci pour tous nos moments papotages, pour notre entreprise d'organisation de pots et d'événements pour toutes les occasions. Merci pour la chambre partagée à Berlin, le shopping à Primark, les tours de cave à vins à vélo, les ballades en canoé à BMT sur VGN et les soirées aux 3O! La dernière année sans toi a été plus difficile... et plus sérieuse!

Merci à Sébastien/Pedro pour tous nos échanges d'un bureau à l'autre, que ce soit pour des conseils informatiques, culinaires ou littéraires, ainsi que pour la superbe semaine à Prague et son resto gastronomique du dernier soir. Merci à Paul pour toutes les anecdotes scientifico-historico-culturelles, pour les cocktails au Duke avec Patrick et le dîner de conf/troll à Oxford. Merci à BenJ pour l'animation de la salle café, les vidéos Youtube improbables et les sorties cinéma d'équipe. Merci à Emilie et Cécile pour nos séances papotages et tous nos apéros sur Paris, merci à Delphine pour toutes nos pauses café et nos sorties shopping/resto/culture, merci à Baptiste pour avoir ramené toute sa bibliothèque de jeux au labo dans l'espoir de me faire jouer et pour l'unique mais inoubliable partie de Mare Nostrum, merci à Emilie pour tes précieux conseils avant le début de ma thèse et notre super conférence à San Francisco. Merci également à tous les autres membres de l'équipe qui ont contribué à la bonne ambiance : Antoine, Greg, Michaël, Fayçal, Eslam, Hasnaa, Benjamin, Christelle, Ludivine, Dimitri, Wesley, Cyprien, Arthur, Léna, Micke... ainsi que Guillaume et Marie-José, voisins des autres départements du J3.

Merci à l'ensemble des équipes CIO et ERIO, merci à Joël et Jérôme pour tous leurs conseils, que ce soit lors des Graal ou de la préparation de la soutenance, merci à Roland pour la conception du montage MACARON. Merci également aux secrétaires du DOTA pour leur aide, en particulier Brigitte pour toutes nos discussions sur les voyages. Merci à Valérie Bathiard et Isabelle Fernet-Forsans de la direction du centre de Palaiseau pour leur gentillesse. Je tiens également à remercier l'École Doctorale Ondes et Matière, en particulier le programme doctoral de Polytechnique pour la réservation des salles et le bon déroulement de la soutenance.

Je souhaite remercier trois professeurs qui m'ont transmis cette passion pour les sciences et qui m'ont conduite, sans doute sans le savoir, jusqu'à cette thèse : Mme Benmouffok, Mme Leclerc et M. Clausset.

Trois ans de thèse ne se résument bien évidemment pas qu'au travail. Merci à mes amies pour nos sorties et week-ends ensemble malgré la distance : Blandine, Célia, Claire, Delphine, Elise, Pauline (et mon adorable filleul) et Valérie. Merci également à mes amis PCéens pour les soirées à la Rhumerie et les sorties plus ou moins culturelles à Paris.

Je tiens à remercier la famille Patissier pour ses encouragements, l'aide pour l'organisation du pot et sa présence le jour de ma soutenance.

Cette aventure n'aurait jamais eu lieu sans le soutien et l'amour de toute ma famille. Merci à ma mamie, mes oncles, tantes et cousins pour l'intérêt que vous avez porté à ma thèse et pour avoir essayé de comprendre à quoi pouvait ressembler la journée d'un thésard. Ma sœur Joséphine, merci de m'accompagner dans tous mes délires et d'être ma binôme de contempo, merci pour toutes nos discussions sms qui me donnent l'impression de ne jamais être loin de Lyon! Mes parents, merci d'avoir toujours été là pour moi et de m'avoir toujours encouragée dans mes choix d'études (même si c'était loin de Lyon!). Merci d'avoir essayé de

comprendre mon sujet pendant ces trois ans et merci Maman pour la relecture du manuscrit.

Amaury, merci pour ton soutien quotidien, merci d'avoir toujours été curieux sur mon sujet de thèse, de m'avoir convaincue de prendre un chat (qui m'a bien tenu compagnie pendant les longues nuits de rédaction!) et de m'avoir suivie à chaque conférence au bout du monde malgré ma mauvaise organisation des itinéraires ;) Merci d'avoir rendu cette aventure encore plus exceptionnelle!

Table des matières

Remerciements	i
Introduction	1
I Introduction à l'émission thermique	5
1 Le rayonnement thermique	7
1.1 Il était une fois le rayonnement thermique	8
1.2 La loi de Planck et ses propriétés	10
1.3 Etude d'émetteurs réels	12
1.4 Conclusion	13
2 Sources thermiques dans l'infrarouge	15
2.1 L'infrarouge	15
2.2 Les sources disponibles dans l'infrarouge	16
2.2.1 Les sources par électroluminescence	17
2.2.2 Les sources par incandescence	18
2.3 Applications	23
2.4 Conclusion	25
II Métasurfaces pour le contrôle de l'émissivité	27
3 Contrôle spectral et spatial de l'émissivité à l'aide de nano-antennes	29
3.1 La métasurface d'antennes MIM	30
3.1.1 Principe de la résonance	30
3.1.2 Propriétés	31

3.1.3	Tolérance angulaire de la métasurface	34
3.2	Réalisation expérimentale de métasurfaces MIM	37
3.2.1	Fabrication	37
3.2.2	Bancs de caractérisation	39
3.3	Etude expérimentale des propriétés des métasurfaces MIM	41
3.3.1	Contrôle de la longueur d'onde de résonance	41
3.3.2	Contrôle de l'amplitude de la résonance	46
3.4	Conclusion	49
4	Combinaison de nano-antennes pour une émission large bande	51
4.1	Concepts théoriques de la combinaison d'antennes MIM	51
4.1.1	La métasurface biMIM	51
4.1.2	Etude des couplages	53
4.2	Validation expérimentale	56
4.2.1	Echantillon biMIM	57
4.2.2	Echantillon quadriMIM	58
4.3	Conclusion	60
5	Construction d'une métasurface organisée	63
5.1	Codage d'une image multispectrale	64
5.1.1	Définition des antennes	64
5.1.2	Conversion des données de l'image	65
5.1.3	Caractérisation de la métasurface	65
5.2	Codage d'images multispectrales polarisées	67
5.2.1	Principe du codage	67
5.2.2	Caractérisation de la métasurface	68
5.3	Conclusion et perspectives	69
6	Emission à grand facteur de qualité	71
6.1	Un Fabry-Pérot nanostructuré	73
6.1.1	Présentation de la structure	73
6.1.2	Résonance Fabry-Pérot	74
6.1.3	Comparaison avec une cavité Fabry-Pérot non structurée	76
6.2	Caractéristiques du Fabry-Pérot à miroir nanostructuré	78
6.2.1	Le diélectrique	78
6.2.2	Le miroir structuré	80
6.2.3	Tolérance angulaire	81
6.3	Réalisation expérimentale	83
6.3.1	Fabrication	83
6.3.2	Caractérisation en réflexion	84
6.4	Structuration 3D	87
6.5	Conclusion	88

III Résonateurs multi-diélectriques pour la gestion des pertes	89
7 Ingénierie des champs dans un guide d'onde	91
7.1 Guide d'onde métallique plan	92
7.1.1 Propagation d'une onde TM dans le guide	92
7.1.2 Caractéristiques des modes TM	94
7.2 Guide d'onde à deux diélectriques : surconfinement du champ	96
7.2.1 Propagation d'une onde dans le guide	96
7.2.2 Indice effectif du mode fondamental	98
7.2.3 Influence du facteur de remplissage	99
7.2.4 Influence de la différence d'indice	99
7.2.5 Cas du métal réel	101
7.3 Généralisation à trois diélectriques	102
7.4 Conclusion	103
8 Localisation de l'absorption dans des résonateurs GMR améliorés	105
8.1 Les résonateurs à résonance de mode guidé	106
8.1.1 Résonance de mode guidé en réflexion	107
8.1.2 Influence du guide d'onde	108
8.1.3 Influence du réseau	109
8.1.4 Tolérance angulaire	110
8.1.5 Conclusion	113
8.2 Contrôle de la localisation de l'absorption dans des résonateurs GMR	113
8.2.1 Description des GMR bi-couches	114
8.2.2 Influence du facteur de remplissage	117
8.2.3 Influence de la différence d'indice	119
8.2.4 Démonstration expérimentale	121
8.3 Conclusion	124
9 Conception de composants à faibles pertes	125
9.1 Absorbant/émetteur ultra-sélectif	126
9.1.1 Présentation du GMR tri-couches	126
9.1.2 Influence du facteur de remplissage	128
9.2 Utilisation de diélectrique avec pertes	129
9.3 Réduction des pertes dans un composant optique	132
9.4 Conclusion	134
Conclusion	135
Bibliographie	137

Introduction

Cette thèse, co-financée par la Direction Générale de l'Armement (DGA) et l'ONERA, s'est déroulée au sein du laboratoire commun de recherche MiNaO (Micro et Nano Optique), entre le Département Optique et Techniques Associées (DOTA) de l'ONERA à Palaiseau et le Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (LPN) du CNRS à Marcoussis (devenu pendant la dernière année de thèse le Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies (C2N) avec l'Institut d'Electronique Fondamentale). Les recherches menées au laboratoire MiNaO concernent le développement de nouveaux concepts de composants nanostructurés appliqués à l'optique infrarouge. La structuration de la matière à une échelle sub-longueur d'onde permet en effet de contrôler les propriétés électromagnétiques de ces composants et d'obtenir des effets inédits, telle une surface en or pouvant absorber totalement la lumière à une longueur d'onde choisie. Le laboratoire dispose de tous les moyens nécessaires à l'étude de ces nanostructures : outils de simulation numérique, moyens de fabrication et de caractérisation optique. Ainsi, des composants optiques nanostructurés tels que des filtres, des lentilles, des absorbants ou des photodétecteurs présentant des propriétés innovantes ont été réalisés. Cette thèse aborde quant à elle la conception de sources thermiques nanostructurées.

Objectifs et enjeux

Les sources infrarouges sont indispensables à la détection locale de gaz dans de nombreux domaines, que ce soit pour l'environnement (détection de polluants et gaz à effets de serre), la détection d'activité (capteurs de CO₂) ou la défense (détection de menaces biologiques et chimiques). Elles sont également nécessaires pour le développement et les applications de caméras multispectrales infrarouges qui requièrent des mires de calibration et de simulation. Pour toutes ces applications, les systèmes doivent être à la fois compacts et économes en énergie ; par conséquent, il est nécessaire de disposer de sources infrarouges performantes.

Les principales sources disponibles dans l'infrarouge sont les lasers (notamment les lasers à cascade quantique), les diodes électroluminescentes et les sources incandescentes (telles que les corps noirs de laboratoire ou les ampoules à incandescence). Cependant, ces dernières suivent la loi du rayonnement du corps noir et émettent dans toutes les directions et sur un large spectre. Par conséquent, le rendement pour la bande spectrale et angulaire recherchée est alors très faible et on comprend la nécessité de développer des sources capables d'émettre uniquement dans un domaine spatial et spectral limité.

L'objectif de cette thèse est de concevoir des sources thermiques compactes et à coût modéré, à spectre accordable et à pertes réduites, pouvant être juxtaposées dans un même dispositif. Pour cela, mes travaux s'organisent autour de deux axes. Le premier concerne l'étude de nouveaux matériaux nanostructurés résonants, appelés métamatériaux ou métasurfaces selon les directions de la structuration, permettant de contrôler l'émissivité spectrale et spatiale afin de maîtriser la réponse spectrale (longueur(s) d'onde, largeur spectrale) en tout point. Cette étude repose à la fois sur des simulations numériques et sur des mesures expérimentales et démontre le potentiel de ces résonateurs pour la conception de sources thermiques accordables. Cependant, ces matériaux étant composés de métal, ils présentent des pertes par absorption dans l'infrarouge, ce qui limite leurs performances. Le deuxième axe de recherche est alors de gérer les pertes liées à l'utilisation de métaux grâce à une ingénierie des champs dans des métamatériaux. Les résultats obtenus sont appliqués à des composants optiques et ouvrent de nombreuses perspectives pour tout le domaine des métamatériaux.

Organisation du mémoire

Ce mémoire est composé de trois parties, la première étant une mise en contexte dans le domaine du rayonnement thermique et les deux autres parties correspondant aux deux axes présentés ci-dessus. De façon plus détaillée, la première partie sert d'introduction à la physique du rayonnement thermique et énonce les enjeux et les limites liées à la conception de sources thermiques efficaces. La deuxième partie présente une étude théorique et expérimentale des métasurfaces métal-diélectriques capables de contrôler l'émissivité et la dernière partie propose de limiter les pertes liées à l'utilisation de métal avec une nouvelle approche basée sur une ingénierie des champs électromagnétiques dans des résonateurs.

Première partie

Cette partie pose les bases du rayonnement thermique. Le chapitre 1 introduit les notions physiques nécessaires à l'étude de l'émission des différents résonateurs. Le chapitre 2 présente les sources disponibles dans l'infrarouge, qu'elles fonctionnent par électroluminescence ou incandescence, avec leurs atouts et leurs limites. En particulier, je présente les métamatériaux récemment développés et leurs propriétés remarquables. Enfin, quelques applications pour lesquelles un contrôle de l'émission est utile sont présentées.

Deuxième partie

Cette partie est consacrée à l'étude de métasurfaces permettant de contrôler l'émission thermique. Les chapitres 3, 4 et 5 se concentrent sur l'étude théorique et expérimentale d'une famille de métasurfaces appelées MIM, basées sur un empilement de couches Métal/Isolant/Métal. Ces structures, connues pour leur capacité à absorber totalement la lumière, sont utilisées ici en émission et on montre dans ces trois chapitres tout leur potentiel pour maîtriser l'émission thermique. En particulier, un contrôle spectral, spatial et en polarisation de l'émissivité est démontré. Réalisé à une échelle sub-longueur d'onde, ce contrôle propose également une nouvelle façon de réaliser un codage d'informations et d'images infrarouges. Le chapitre 6 concerne un autre résonateur basé sur une cavité Fabry-Pérot, permettant d'obtenir des émissions spectralement étroites. On démontre qu'en nanostructurant un des miroirs, on atteint de meilleures performances qu'un résonateur Fabry-Pérot classique, et on obtient des réponses spectrales à grand facteur de qualité (proche de 90) et possédant un excellent taux de réjection.

Troisième partie

Cette dernière partie propose une solution aux pertes liées à l'utilisation de métal grâce à une ingénierie des champs dans des résonateurs fonctionnant sur le principe de la résonance de mode guidé. Ces structures composées au minimum d'un réseau de diffraction et d'une couche diélectrique servant de guide d'onde, résonnent grâce au couplage d'un des ordres diffractés par le réseau avec un mode propre du guide. Le chapitre 7 est dédié à l'étude de guides d'ondes métalliques plans multi-diélectriques dont on démontre leur capacité à contrôler la localisation des champs à l'intérieur du guide en fonction des diélectriques utilisés (nombre, position, proportion et indice optique). Dans le chapitre 8, ces guides sont utilisés dans des structures à résonance de mode guidé et il devient possible de gérer les pertes par un contrôle de la localisation de l'absorption dans la structure. Un surconfinement de la lumière est alors obtenu. Enfin, le chapitre 9 approfondit encore plus la gestion et le contrôle des pertes non radiatives afin de concevoir des composants optiques à faibles pertes.

Première partie

**Introduction à l'émission
thermique**

Chapitre

1

Le rayonnement thermique

Sommaire

1.1	Il était une fois le rayonnement thermique	8
1.2	La loi de Planck et ses propriétés	10
1.3	Etude d'émetteurs réels	12
1.4	Conclusion	13

Tout corps dont la température est supérieure au zéro absolu (0 K) émet un rayonnement thermique qui peut être vu comme un ensemble d'ondes électromagnétiques émises du fait de l'agitation des particules chargées constituant la matière. Généralement, le rayonnement thermique concerne une partie restreinte du spectre électromagnétique (représenté en figure 1.1), de l'ultraviolet (UV) à l'infrarouge (IR), correspondant à des longueurs d'onde entre 0.1 et 100 μm . Le rayonnement thermique fait partie de la famille des transferts thermiques avec la conduction et la convection. Alors que l'existence de ces deux derniers phénomènes est liée à la présence d'un milieu matériel solide ou fluide, le rayonnement thermique est le seul mécanisme de transfert à subsister dans le vide.

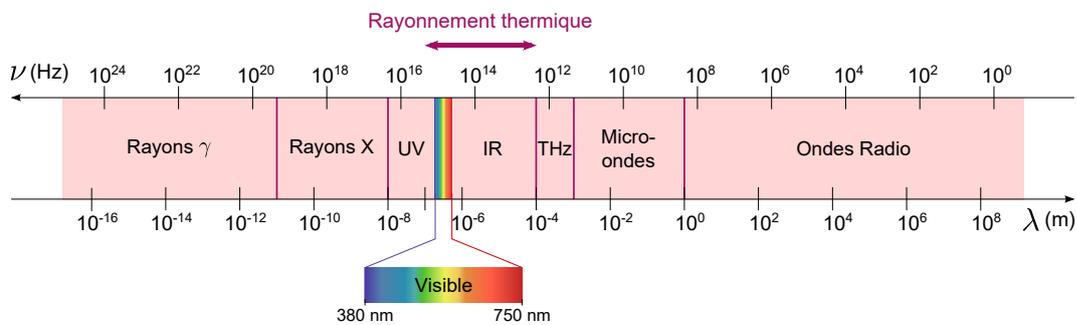


FIGURE 1.1 – Domaines du spectre électromagnétique : rayons γ , rayons X, ultraviolet, visible, infrarouge, térahertz, micro-ondes et ondes radios. Le rayonnement thermique concerne une partie restreinte du spectre électromagnétique correspondant à des longueurs d'onde entre 0.1 et 100 μm .

Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser plus en détail aux lois régissant le rayonnement thermique en commençant par quelques rappels historiques sur ce qui était encore à la fin du XIX^{ème} siècle une énigme de la physique, que Lord Kelvin considérait comme un « des deux petits nuages dans le grand ciel bleu de la physique »^{1,2}.

¹« Nineteenth Century Clouds over the Dynamical Theory of Heat and Light » - Conférence de Lord Kelvin le 27 avril 1900 à la Royal Institution à Londres

²KELVIN, « I. Nineteenth century clouds over the dynamical theory of heat and light ».

1.1 Il était une fois le rayonnement thermique

Les travaux sur la compréhension du rayonnement thermique débutent à la fin du XIX^{ème} siècle, alors régi par la physique classique et ses théories de la gravitation de Newton et de l'électromagnétisme de Maxwell. Les physiciens cherchent à expliquer pourquoi un corps chauffé devient d'abord rouge puis jaune puis bleu au fur et à mesure de l'augmentation de la température.

Au début des années 1860, Gustav Kirchhoff s'intéresse à l'absorption et l'émission de lumière par des corps chauffés et en particulier à la relation entre les deux grandeurs³. Il introduit le concept de corps noir, un objet idéal qui absorbe toute l'énergie électromagnétique qu'il reçoit sans en réfléchir ni en transmettre et il montre que lorsqu'un corps noir est chauffé, le rayonnement qu'il émet ne dépend que de sa température et non de sa nature. En pratique, une bonne approximation d'un corps noir peut être réalisée à l'aide d'une cavité opaque isotherme percée d'un très petit trou. Le rayonnement entrant dans la cavité est absorbé par les parois de celle-ci à la suite de possibles nombreuses réflexions (en supposant le trou suffisamment petit). L'ouverture se comporte alors comme un corps noir : le rayonnement sortant par le trou est alors le rayonnement d'un corps noir pouvant être analysé spectralement.

L'étude du rayonnement thermique d'un corps noir s'est tout d'abord faite expérimentalement et plusieurs résultats empiriques ont été obtenus. En 1879, Joseph Stefan démontre expérimentalement que l'intensité de rayonnement d'un corps noir est proportionnelle à la quatrième puissance de sa température : $I \propto T^4$. Puis en 1893, Wilhelm Wien démontre expérimentalement que la longueur d'onde pour laquelle l'intensité du rayonnement émis par un corps noir est maximale est inversement proportionnelle à la température : $\lambda_{max} \propto T^{-1}$. En 1900, Lord Rayleigh et James Jeans tentent d'établir un modèle théorique pour expliquer les observations empiriques de Stefan et Wien et comprendre la distribution du spectre du corps noir. A l'aide de la physique classique, ils écrivent l'équation de la luminance spectrale énergétique d'un corps noir :

$$L_{CN}(\lambda, T) = \frac{2k_B c T}{\lambda^4} \text{ (en W.m}^{-3}.\text{sr}^{-1}) \quad (1.1)$$

avec λ la longueur d'onde en m, T la température en K, c la vitesse de la lumière dans le vide ($c = 2.9979 \times 10^8 \text{ m.s}^{-1}$), k_B la constante de Boltzmann ($k_B = 1.381 \times 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$).

Cette loi, appelée loi de Rayleigh-Jeans, décrit correctement le comportement d'un corps noir aux grandes longueurs d'onde mais échoue à décrire le comportement obtenu expérimentalement pour les faibles longueurs d'onde où ils obtiennent une divergence menant à une énergie totale infinie, que la communauté scientifique appellera « la catastrophe ultraviolette ». La figure 1.2 montre le spectre expérimental d'un corps noir à 500 K ainsi que l'application de la loi de Rayleigh-Jeans à cette même température, faisant apparaître cette divergence pour les longueurs d'onde inférieures à 20 μm .

Alors qu'il travaille sur le second principe de la thermodynamique, qui fut également le sujet de sa thèse, Max Planck s'intéresse dès 1894 au rayonnement thermique du corps noir.

³KIRCHHOFF, « I. On the relation between the radiating and absorbing powers of different bodies for light and heat ».

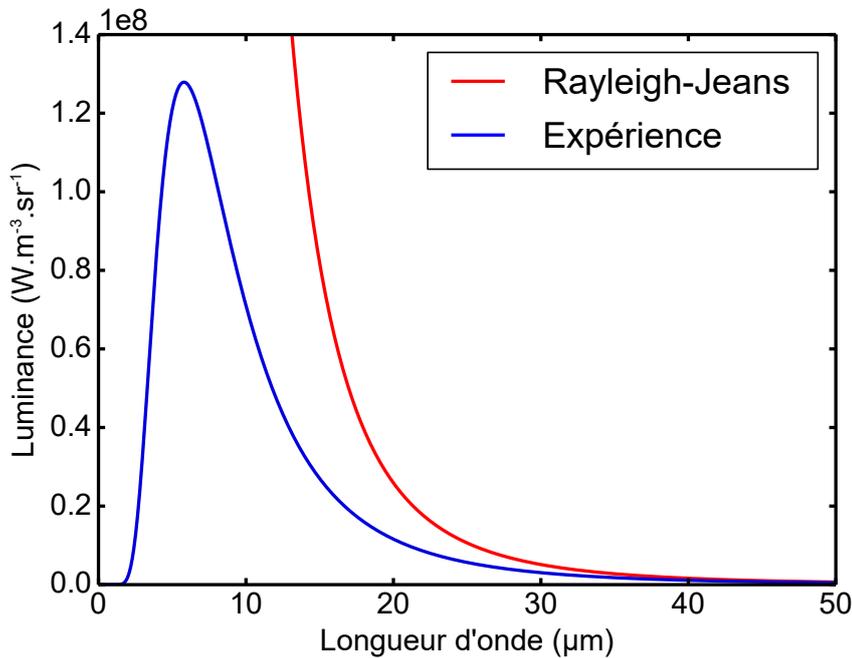


FIGURE 1.2 – Luminance d'un corps noir selon la loi de Rayleigh-Jeans (en rouge) et spectre expérimental d'un corps noir (bleu) à $T = 500$ K. La loi décrit correctement le comportement du corps noir aux grandes longueurs d'onde mais diverge pour les faibles longueurs d'onde : c'est la catastrophe ultraviolette.

Il introduit la notion de quanta d'énergie et suppose que l'énergie n'est pas émise de manière continue mais par paquets dont la valeur dépend de la longueur d'onde : $E = h\nu = hc/\lambda$ où h est la constante de Planck ($h = 6.626 \times 10^{-34}$ J.s). En 1900, il détermine la loi de répartition spectrale du rayonnement thermique du corps noir, qui s'accorde parfaitement avec les observations expérimentales et qui porte son nom aujourd'hui⁴. Cette loi donne la luminance monochromatique d'un corps noir selon la formule suivante :

$$L_{CN}(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda k_B T} - 1} \quad (\text{en } \text{W} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{sr}^{-1}) \quad (1.2)$$

avec λ la longueur d'onde en m, T la température en K, c la vitesse de la lumière dans le vide, h et k_B sont respectivement la constante de Planck ($h = 6.626 \times 10^{-34}$ J.s) et la constante de Boltzmann ($k_B = 1.381 \times 10^{-23}$ J.K⁻¹). On remarque que la loi de Rayleigh-Jeans est une approximation de la loi de Planck, pour des grandes longueurs d'onde telles que $\lambda \gg hc/k_B T$.

Ce résultat, présenté par Planck le 14 décembre 1900 devant la Société Allemande de Physique à Berlin marque le début de la théorie des quanta et de la mécanique quantique. Cependant, Planck accepte mal sa propre hypothèse de discontinuité de l'énergie, qu'il considère plutôt comme un outil à la résolution du problème du rayonnement du corps noir. Il

⁴PLANCK, « Ueber das gesetz der energieverteilung im normalspectrum ».

ne contribuera pas plus à ce sujet, mais d'autres physiciens le feront. Einstein en particulier développe l'idée du quantum d'énergie pour expliquer l'effet photoélectrique. Il propose également un modèle pour expliquer que la lumière est émise mais aussi absorbée par paquets, appelés photons plus tard.

1.2 La loi de Planck et ses propriétés

Revenons maintenant plus en détail sur la loi de Planck et sur le corps noir. Comme précisé auparavant, un corps noir est un objet idéal qui absorbe toute l'énergie électromagnétique qu'il reçoit sans en réfléchir ni en transmettre, quelle que soit la longueur d'onde et l'incidence. Un corps noir est également un émetteur parfait omnidirectionnel, qui à une température T donnée émet plus d'énergie que toute autre source thermique, quelle que soit la longueur d'onde considérée. Le corps noir sert de référence dans l'étude du rayonnement thermique par rapport à laquelle on compare les propriétés d'absorption et d'émission des objets réels.

La distribution spectrale du rayonnement du corps noir est donnée par la loi de Planck dont on a énoncé la luminance L_{CN} dans l'équation 1.2. Le corps noir étant un émetteur isotrope, c'est-à-dire dont le rayonnement émis ne dépend pas de la direction, il vérifie la loi de Lambert qui lie la luminance et l'émittance d'une source. L'émittance d'un corps noir M_{CN} s'écrit alors :

$$M_{CN} = \pi L_{CN} \quad (1.3)$$

Pour rappel, on définit la luminance L d'une source comme la puissance émise par unité de surface de la source dans une direction donnée (dans un angle solide) et reçue par unité de surface normale à cette direction. L'émittance M est quant à elle définie comme la puissance émise par une unité de surface de la source dans toutes les directions. La luminance est donc une grandeur directionnelle tandis que l'émittance est une grandeur hémisphérique.

L'émittance spectrale d'un corps noir selon la loi de Planck s'exprime alors de la forme suivante :

$$M_{CN}(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda k_B T} - 1} \quad (\text{en W.m}^{-3}) \quad (1.4)$$

avec λ la longueur d'onde en m, T la température en K, c la vitesse de la lumière dans le vide, h et k_B sont respectivement la constante de Planck et la constante de Boltzmann.

On note d'après l'expression de l'émittance 1.4 que le rayonnement d'un corps noir ne dépend que de sa température. La figure 1.3 montre l'application de la loi de Planck à différentes températures $T = 5800, 3000$ et 310 K, les températures respectives de la surface du Soleil, du filament d'une ampoule à incandescence et du corps humain. On remarque que le rayonnement émis par un corps noir à une température T est continu et se fait sur une large plage spectrale. La longueur d'onde du maximum d'émission λ_{max} est inversement proportionnelle à la température, c'est la loi du déplacement de Wien :

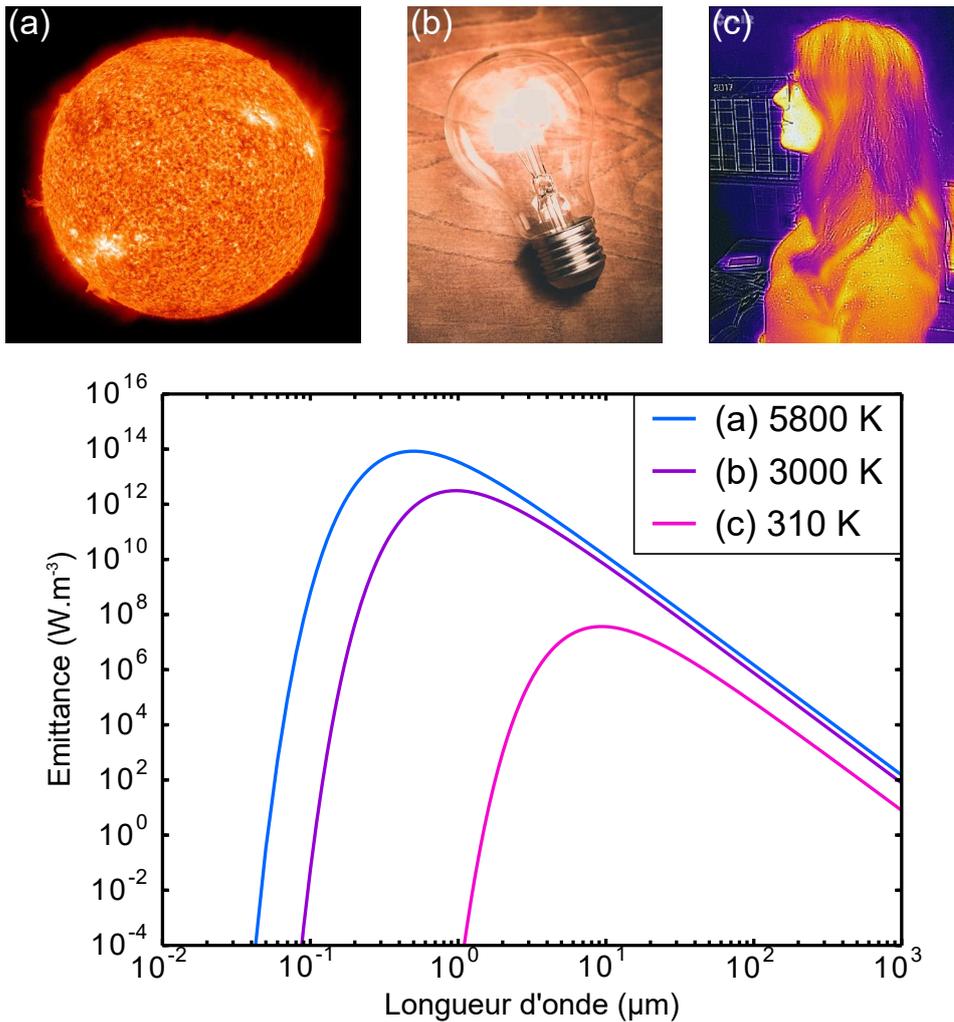


FIGURE 1.3 – Emittance d'un corps noir selon la loi de Planck à différentes températures : 5800, 3000 et 310K correspondant respectivement aux températures (a) de la surface du Soleil, (b) du filament d'une ampoule à incandescence et (c) du corps humain.

$$\lambda_{max}(T) = \frac{2.898 \times 10^{-3}}{T[K]} \text{ (en m)} \quad (1.5)$$

Plus un corps est chaud, plus son spectre est large et plus la longueur d'onde du maximum de rayonnement émis est faible. Ainsi, le Soleil dont la température de surface est de 5800 K émet principalement dans le visible autour de 500 nm. La température du filament d'une ampoule à incandescence est d'environ 3000 K, ce qui correspond à une émission maximale autour de 1 μm . Le corps humain à 310 K émet quant à lui principalement dans l'infrarouge autour de 10 μm . Une autre remarque que l'on peut faire sur l'allure des courbes de rayonnement est que les courbes de deux corps noirs à différentes températures ne se croisent jamais. Les courbes ont toutes la même forme et s'emboîtent les unes dans les autres, une courbe

d'émittance à la température T étant toujours au-dessus de celle à une température inférieure. De plus, l'allure des courbes n'est pas symétrique par rapport à la longueur d'onde du maximum d'émission λ_{max} , la décroissance est plus rapide vers les faibles longueurs d'onde que vers les grandes. Environ 25% de l'émission a lieu entre 0 et λ_{max} et 75% au-delà de λ_{max} et la quasi-totalité du rayonnement (98%) est émis entre $0.5\lambda_{max}$ et $8\lambda_{max}$.

La loi de Stefan nous donne l'émittance totale d'un corps :

$$M_{CN}(T) = \sigma T^4 \quad (1.6)$$

où $\sigma = 2\pi^5 k_B^4 / 15h^3 c^2 = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$ est la constante de Stefan-Boltzmann. Cette loi peut être obtenue en intégrant la loi de Planck sur l'ensemble du spectre. L'émittance totale augmente rapidement avec la température. Par exemple, le filament d'une ampoule à filament, dix fois plus chaud que le corps humain, émettra 10 000 fois plus d'énergie par unité de surface.

1.3 Etude d'émetteurs réels

Bien que le corps noir soit un émetteur idéal, le rayonnement de certains objets peut être approché par la loi de Planck. De nombreux corps célestes tels que les étoiles (dont le Soleil) sont souvent modélisés comme des corps noirs, et on peut par exemple retrouver leur température à l'aide de la loi de Wien ou de Stefan. Le fond diffus cosmologique, parfois appelé rayonnement fossile et correspondant au rayonnement électromagnétique issu d'une époque dense et chaude que l'Univers a connue 380 000 ans après le Big Bang, est également considéré comme un excellent corps noir. Sa température étant 2.73 K, son maximum d'émission se situe à 1.06 mm, dans le domaine des micro-ondes. Les ampoules à filaments, les lampes halogènes mais également, avec une bonne approximation, les êtres vivants peuvent être considérés comme des corps noirs. Néanmoins, la plupart des objets ne sont pas des corps noirs et on se sert alors du corps noir comme étalon pour étudier leur rayonnement thermique. On définit alors l'émissivité ε d'un corps quelconque comme le rapport entre sa luminance à la température T et la luminance d'un corps noir à la même température :

$$\varepsilon(\lambda, \theta, \varphi, T) = \frac{L(\lambda, \theta, \varphi, T)}{L_{CN}(\lambda, T)} \quad (1.7)$$

avec θ et φ les coordonnées de la direction d'émission. L'émissivité d'un corps noir est unitaire tandis que celle d'un corps réel est inférieure à 1, il ne peut donc pas émettre plus de rayonnement qu'un corps noir à la même température. L'émissivité peut dépendre de la longueur d'onde et de la direction. Dans le cas où l'émissivité d'un corps est indépendante de la longueur d'onde et de la direction, on le qualifie de « corps gris » dont l'émittance est alors $M_{CG}(T) = \varepsilon\sigma T^4$.

L'émissivité d'un corps est liée à son coefficient d'absorption (ou absorptivité) α par la loi du rayonnement de Kirchhoff⁵ :

⁵KIRCHHOFF, « I. On the relation between the radiating and absorbing powers of different bodies for light and heat ».

$$\varepsilon(\lambda, \theta, \varphi) = \alpha(\lambda, \theta, \varphi) \quad (1.8)$$

avec θ et φ les coordonnées de la direction d'émission. Ainsi, pour un corps quelconque à l'équilibre thermodynamique, son émissivité ε est égale à son absorptivité α pour chaque longueur d'onde et chaque direction. Un bon absorbant est donc un bon émetteur et réciproquement. Cette loi est très utile et souvent appliquée pour déterminer l'émissivité d'un corps. En effet, la plupart des codes et logiciels de simulation électromagnétique, dont ceux utilisés dans ce manuscrit, permettent de calculer la réflectivité R et la transmission T d'une structure modélisée. Par conservation de l'énergie, $R + T + \alpha = 1$, ce qui nous permet de récupérer l'absorptivité, puis par la loi de Kirchhoff, l'émissivité.

1.4 Conclusion

D'après la loi de Planck, le rayonnement thermique émis par un corps noir est omnidirectionnel et large bande. On dit qu'il s'agit d'une source incohérente, par opposition aux lasers réputés pour leur cohérence temporelle (émission quasi monochromatique) et spatiale (émission directionnelle). On a alors tendance à généraliser cette propriété des corps noirs à toute source incandescente et il est vrai que la source thermique à laquelle on pense couramment est la lampe à incandescence qui est bien non cohérente. Cependant, un siècle après la compréhension du rayonnement thermique, l'avènement des métamatériaux a démontré la possibilité de s'éloigner de cette idée grâce à la réalisation de sources thermiques monochromatiques et/ou directionnelles⁶, qui seront l'objet du prochain chapitre.

⁶GREFFET et al., « Coherent emission of light by thermal sources ».

Chapitre

2

Sources thermiques dans l'infrarouge

Sommaire

2.1	L'infrarouge	15
2.2	Les sources disponibles dans l'infrarouge	16
2.2.1	Les sources par électroluminescence	17
2.2.2	Les sources par incandescence	18
2.3	Applications	23
2.4	Conclusion	25

Dans ce chapitre, nous allons nous concentrer sur les sources émettant dans l'infrarouge. Après avoir rappelé les propriétés de ce domaine spectral, nous présenterons différents concepts d'émetteurs infrarouges, en insistant sur la partie thermique et les nouvelles propriétés associées. Enfin, nous évoquerons les principales utilisations de sources infrarouges et les applications pour lesquelles le contrôle de l'émission est nécessaire.

2.1 L'infrarouge

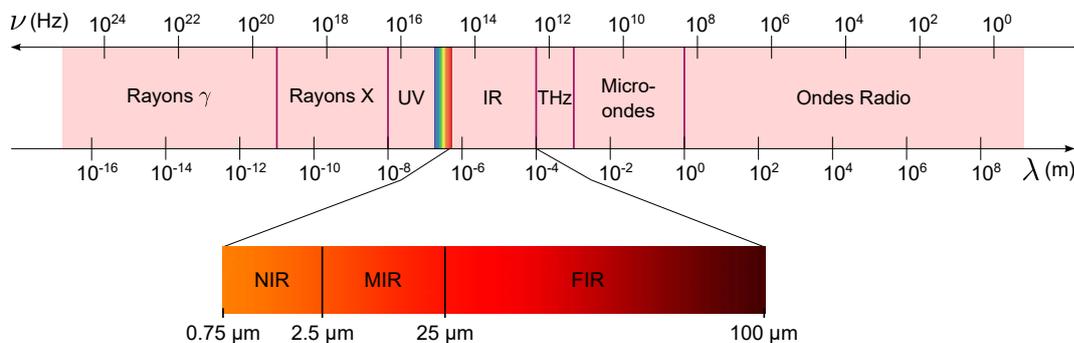


FIGURE 2.1 – Domaines du spectre électromagnétique. Zoom sur le domaine infrarouge, composé du proche infrarouge (NIR : 0.75 - 2.5 μm), du moyen infrarouge (MIR : 2.5 - 25 μm) et du lointain infrarouge (FIR : 25 - 100 μm).

L'infrarouge (IR) est un domaine du spectre électromagnétique situé entre le visible et le domaine térahertz (THz), correspondant à des longueurs d'onde entre 750 nm et 100 μm . Il a été mis en évidence en 1800 par l'astronome William Herschel à l'aide d'une expérience où il a mesuré avec un thermomètre à mercure la température de chaque couleur du spectre du Soleil dont il a décomposé la lumière avec un prisme. La température augmentait au fur à mesure qu'il s'approchait du côté rouge du spectre et elle était encore plus élevée au-delà

du rouge, démontrant ainsi l'existence d'un rayonnement invisible : l'infrarouge^{1,2}. L'infrarouge est divisé en trois sous-domaines indiqués en figure 2.1 dont les bornes dépendent du domaine d'étude et de la référence utilisée : le proche infrarouge de 0.75 à 2.5 μm (NIR pour Near-Infrared), le moyen infrarouge de 2.5 à 25 μm (MIR pour Mid-Infrared) et le lointain infrarouge de 25 à 100 μm (FIR pour Far-Infrared).

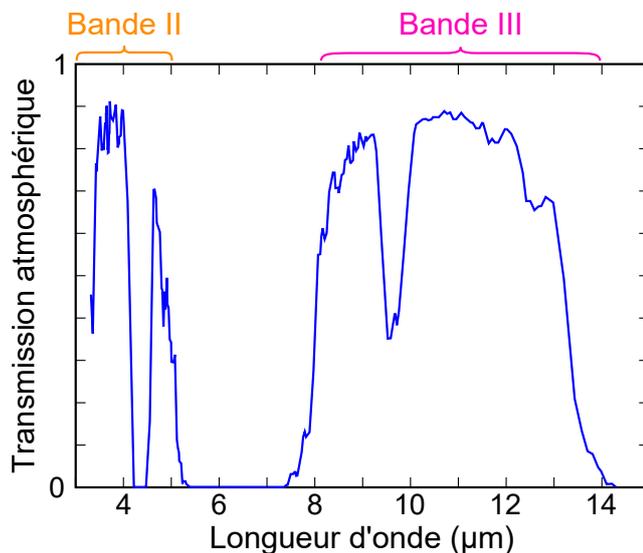


FIGURE 2.2 – Spectre de transmission de l'atmosphère dans l'infrarouge. On distingue deux des trois fenêtres de transparence : la bande II entre 3 et 5 μm et la bande III entre 8 et 14 μm .

L'atmosphère terrestre est composée de nombreux gaz et particules qui peuvent absorber un rayonnement électromagnétique, en particulier dans l'infrarouge. Cependant, il existe des fenêtres de transparence où l'absorption par l'atmosphère est faible. Dans l'infrarouge, cela correspond à trois bandes, indiquées en figure 2.2 : la bande I entre 1 et 3 μm , la bande II entre 3 et 5 μm et la bande III entre 8 et 14 μm . Dans la suite de ce manuscrit, nous travaillerons dans la bande II de l'infrarouge entre 3 et 5 μm .

2.2 Les sources disponibles dans l'infrarouge

On s'intéresse maintenant aux sources disponibles dans l'infrarouge et plus spécifiquement dans la bande II entre 3 et 5 μm . Le rayonnement thermique n'est pas le seul mécanisme d'émission de lumière. Les sources par luminescence, et en particulier par électroluminescence possèdent également des propriétés intéressantes pour la conception de sources infrarouges cohérentes. On présente ci-après quelques exemples de ces dispositifs avec leurs avantages et leurs défauts. On étudie ensuite plus en détail les sources thermiques, de la lampe à

¹HERSCHEL, « Experiments on the refrangibility of the invisible rays of the sun. by william herschel, ll. dfrs ».

²HERSCHEL, « Investigation of the Powers of the Prismatic Colours to Heat and Illuminate Objects; With Remarks, That Prove the Different Refrangibility of Radiant Heat. To Which is Added, an Inquiry into the Method of Viewing the Sun Advantageously, with Telescopes of Large Apertures and High Magnifying Powers. By William Herschel, LL. DFRS ».

incandescence classique réputée incohérente aux nouveaux matériaux développés ces dernières années, appelés « métamatériaux » dont les propriétés inédites sont en rupture avec les sources incandescentes usuelles.

2.2.1 Les sources par électroluminescence

Les sources par électroluminescence reposent sur des matériaux qui émettent de la lumière sous l'action d'un courant électrique qui les traverse ou d'un fort champ électrique, contrairement aux sources à incandescence qui émettent de la lumière de par leur température.

Les diodes électroluminescentes

Une diode électroluminescente, ou LED pour Light-Emitting Diode, est une source à semi-conducteurs basée sur une jonction p-n c'est-à-dire un empilement d'un semi-conducteur dopé p (excès de trous) et d'un semi-conducteur dopé n (excès d'électrons). Lors de l'application d'un courant électrique, une LED émet des photons grâce à la recombinaison radiative des paires électrons-trous. Le spectre de la lumière émise dépend alors de la bande interdite (appelée gap) des semi-conducteurs et dans une moindre mesure de la température. Il existe aujourd'hui des LED fonctionnant dans l'ultraviolet, le visible et le proche infrarouge. Leur émission est directionnelle et plus sélective que celle d'un corps noir. Les LED sont connues pour leur compacité, leur grande durée de vie et sont très utilisées pour l'éclairage et la signalétique. Cependant, elles présentent quelques limites. La première est liée à la difficulté d'extraction des photons. À cause des indices élevés des matériaux semi-conducteurs utilisés, une grande quantité de la lumière générée reste piégée dans la puce semi-conductrice, menant à des efficacités d'extraction très faibles. Ensuite, dans l'infrarouge, s'il est possible de trouver des LED à base d'arséniure de gallium (GaAs) ou d'arséniure de gallium-aluminium (AlGaAs) dont la longueur d'onde d'émission se situe entre 750 et 950 nm, il n'existe pas (ou très peu) de LED fonctionnant dans le moyen infrarouge et au-delà, en raison du très faible rendement d'électroluminescence lorsque les longueurs d'onde augmentent. En effet, le rendement d'une diode diminue fortement lorsqu'on passe du visible à l'infrarouge dû à la variation en λ^{-3} du taux d'émission spontanée.

Les lasers à semi-conducteurs

Une diode laser est un laser à semi-conducteur pompé électriquement dont le milieu amplificateur est formé par une jonction p-n (intégrant éventuellement un puits quantique). Son fonctionnement est basé sur des transitions entre bandes d'énergie, dites interbandes, où la recombinaison radiative d'une paire électron-trou émet un photon dont la longueur d'onde est fixée par le gap du semi-conducteur. Les diodes lasers sont des sources compactes et efficaces, très utilisées dans les télécommunications. La plage spectrale accessible dépend des matériaux utilisés et aujourd'hui il est possible d'atteindre des longueurs d'onde du proche UV à l'infrarouge proche (jusqu'à 3 μm). En revanche, pour travailler en bande II et au-delà, il est nécessaire d'utiliser une autre technologie, les lasers à cascade quantique, permettant d'atteindre des longueurs d'onde plus grandes.

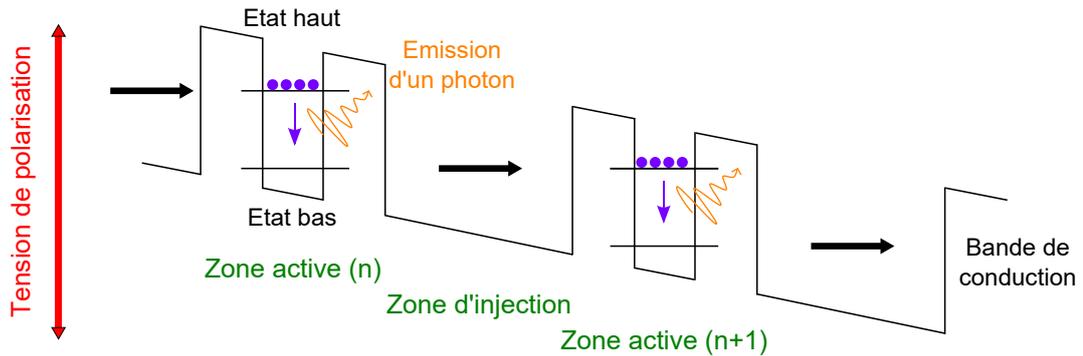


FIGURE 2.3 – Principe de fonctionnement d'un QCL.

Le principe du laser à cascade quantique, que l'on appellera QCL pour Quantum Cascade Laser, a été introduit pour la première fois en 1971 par Kazarinov et Suris³ et la première réalisation expérimentale d'un QCL a été effectuée 23 ans plus tard en 1994 aux Bell Labs⁴. Le QCL est un laser à semi-conducteur unipolaire avec une structure en cascade dont le fonctionnement repose sur des transitions inter-sous-bandes qui ont lieu entre des niveaux d'énergie de puits quantiques à l'intérieur d'une même bande, celle de conduction. Cela permet d'atteindre de faibles différences de niveaux d'énergie et donc des longueurs d'onde plus grandes, auparavant inaccessibles. La couche active du QCL est réalisée avec un empilement de couches de semi-conducteurs correspondant à une succession périodique de puits et de barrières quantiques formant des hétérostructures. L'énergie des électrons dans les puits est quantifiée, formant des niveaux discrets dont la différence d'énergie dépend de l'épaisseur des puits et des barrières. L'émission de photons a lieu lors de la désexcitation des électrons entre des états liés de la bande de conduction. La longueur d'onde du photon émis correspond à la différence d'énergie entre les deux états de la transition, dépendant donc de l'épaisseur des couches de semi-conducteurs constituant le puits et non de la nature des matériaux utilisés comme pour les diodes lasers. Après leur désexcitation, les électrons quittent l'état bas de la transition radiative et sont injectés par effet tunnel vers la période suivante. Un même électron peut donc émettre plusieurs photons, d'où le nom de cascade (Fig. 2.3). Les QCL couvrent aujourd'hui une large gamme de longueurs d'onde du proche infrarouge jusqu'au domaine THz. Dans le moyen infrarouge, ils forment des sources performantes et robustes fonctionnant à température ambiante en régime continu mais ils restent complexes, coûteux à réaliser et souvent plus adaptés à une utilisation en laboratoire.

2.2.2 Les sources par incandescence

Les lampes à incandescence

La lampe à incandescence est l'exemple classique de source thermique incohérente. Son principe de fonctionnement est simple : un filament de tungstène, porté à très haute température par le passage d'un courant électrique, émet de la lumière. Le tungstène est choisi

³KAZARINOV, « Possibility of amplification of electromagnetic waves in a semiconductor with superlattice ».

⁴FAIST et al., « Quantum cascade laser ».

pour sa température de fusion, la plus élevée de tous les métaux (3695 K) et il atteint dans une ampoule une température de l'ordre de 2800 K. Le filament est protégé de l'oxydation grâce à la présence de vide ou d'un gaz inerte dans l'ampoule en verre. Le gaz inerte permet en plus de limiter la sublimation du tungstène et donc d'augmenter la durée de vie de l'ampoule. Une amélioration de ces lampes est la lampe halogène, dont le fonctionnement est le même, mais dont l'ampoule en quartz contient en plus des gaz halogènes tels que l'iode ou le brome. Ces derniers permettent de régénérer le tungstène sur le filament et donc de réduire son dépôt sur l'ampoule. Les lampes halogènes ont donc une durée de vie plus élevée que les lampes classiques et elles fonctionnent à plus haute température, environ 3200 K, permettant un meilleur rendu des couleurs. Dans les deux cas, le pic d'émission est autour de $0.9 - 1 \mu\text{m}$ et seule une faible partie du rayonnement émis se fait dans le visible, rendant la source peu efficace. De plus, l'utilisation des lampes incandescentes n'est pas adaptée à l'infrarouge où l'ampoule en verre devient opaque. Les ampoules halogènes avec leur ampoule en quartz ont une transmission un peu plus étendue dans l'infrarouge mais cela ne permet pas de créer des sources efficaces.

D'autres sources thermiques classiques fonctionnant dans l'infrarouge sont les corps noirs de laboratoire, principalement utilisés comme références pour la calibration de systèmes infrarouges. Leur émissivité est très uniforme spectralement et spatialement et leur température, connue très précisément, est stable et reproductible. On trouve aujourd'hui des modèles avec différentes tailles de surfaces d'émission, pouvant fonctionner à basse température, à température ambiante ou à très haute température selon l'application.

Avec ces deux exemples très connus de sources émettant selon la loi de Planck, les sources thermiques sont souvent considérées comme incohérentes. Mais aujourd'hui, il est possible de rendre les sources thermiques directionnelles et/ou monochromatiques. La suite de cette partie est dédiée à ces nouvelles sources aux propriétés innovantes.

Les réseaux de surface

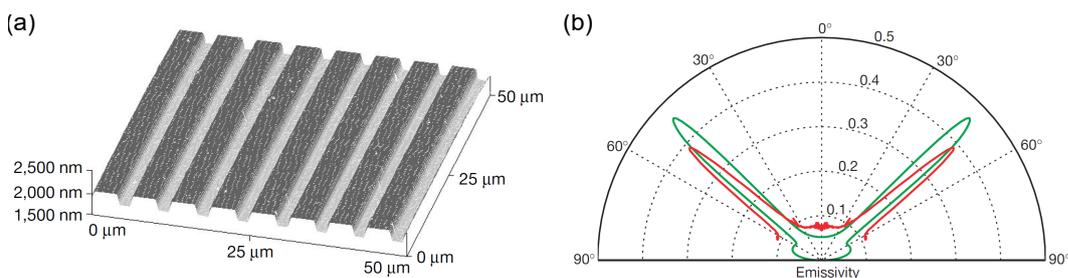


FIGURE 2.4 – (a) Image du réseau de SiC. (b) Diagramme d'émissivité à $\lambda = 11.36 \mu\text{m}$ démontrant la cohérence spatiale de la source (Greffet et al., 2002).

Un des premiers résultats sur la réalisation de sources thermiques cohérentes est basé sur les ondes de surface. Lorsqu'un matériau présente des ondes de surface, son rayonnement thermique possède une grande cohérence spatiale en champ proche^{5,6,7}. En 2002, Jean-

⁵SHCHEGROV et al., « Near-field spectral effects due to electromagnetic surface excitations ».

⁶CARMINATI et al., « Near-field effects in spatial coherence of thermal sources ».

⁷HENKEL et al., « Spatial coherence of thermal near fields ».

Jacques Greffet et son équipe ont montré qu'en gravant un réseau à la surface d'un de ces matériaux, le SiC (Fig. 2.4(a)), l'émission obtenue devenait directionnelle, c'est-à-dire cohérente spatialement⁸. La figure 2.4(b) montre le diagramme angulaire d'émissivité de cette structure avec des lobes très étroits. Des comportements similaires ont également été démontrés sur du tungstène^{9,10}.

Les cristaux photoniques

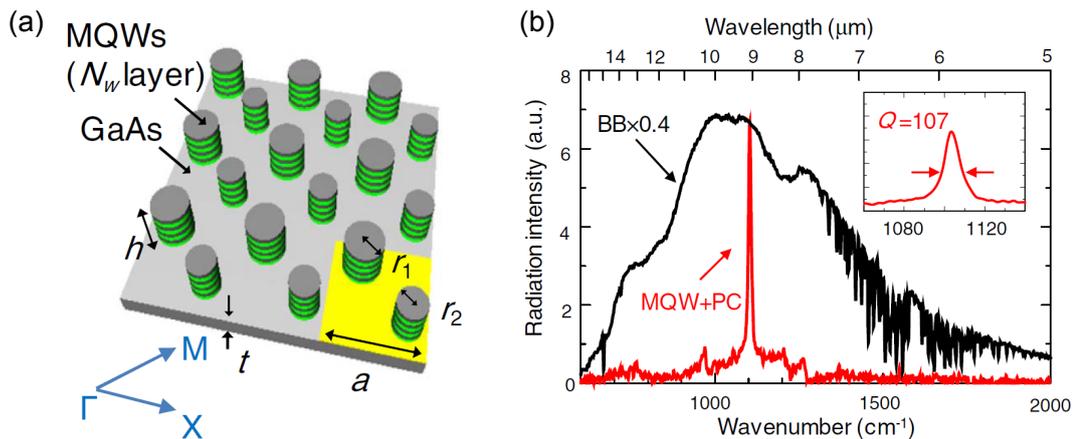


FIGURE 2.5 – (a) Schéma du cristal photonique étudié. (b) Spectre de son émission thermique lorsqu'il est chauffé à 200°C. On observe une émission très fine à 9.1 μm (Inoue et al., 2015).

Les cristaux photoniques sont des structures artificielles dont la constante diélectrique varie de façon périodique dans une, deux ou trois directions avec une période de l'ordre de la longueur d'onde. Ces structures permettent de modifier la propagation des ondes électromagnétiques grâce à l'existence de bandes interdites photoniques qui interdisent la propagation des photons dans ces plages de longueurs d'onde. La lumière ne pouvant se propager à ces longueurs d'onde, le cristal photonique agit alors comme un miroir parfait quel que soit l'angle d'incidence. Une manière simple d'obtenir un cristal photonique unidimensionnel est de réaliser un empilement multi-couches périodiques, appelé miroir de Bragg. L'introduction de défauts de périodicité permet d'insérer des modes résonants dans les bandes interdites. Depuis l'étude des premières structures en 1987 par Eli Yablonovitch dont le but était de contrôler l'émission spontanée¹¹, les cristaux photoniques ont beaucoup été étudiés pour leur capacité à contrôler la lumière et en particulier en tant qu'émetteurs sélectifs^{12,13,14,15}. La

⁸GREFFET et al., « Coherent emission of light by thermal sources ».

⁹LAROCHE et al., « Highly directional radiation generated by a tungsten thermal source ».

¹⁰MARQUIER et al., « Coherent spontaneous emission of light by thermal sources ».

¹¹YABLONOVITCH, « Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics ».

¹²PRALLE et al., « Photonic crystal enhanced narrow-band infrared emitters ».

¹³LIN et al., « Three-dimensional photonic-crystal emitter for thermal photovoltaic power generation ».

¹⁴LAROCHE et al., « Coherent thermal antenna using a photonic crystal slab ».

¹⁵T. INOUE et al., « Design of single-mode narrow-bandwidth thermal emitters for enhanced infrared light sources ».

figure 2.5 présente un exemple de cristal photonique présentant une émission très fine à $9.1 \mu\text{m}^{16}$.

Les métamatériaux

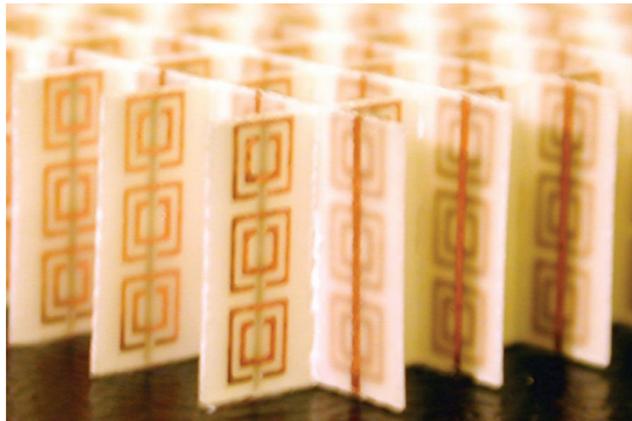


FIGURE 2.6 – Métamatériau à permittivité et perméabilité négatives composé de résonateurs split-ring et de fils en cuivre déposés sur un substrat de fibre de verre, fonctionnant dans le domaine micro-ondes (Shelby et al., 2001).

Un métamatériau est un matériau artificiel structuré à une échelle sub-longueur d'onde présentant des propriétés électromagnétiques inédites qu'on ne retrouve pas dans la nature. L'article de 1968 du scientifique russe Victor Velasego est considéré comme un des premiers travaux sur les métamatériaux, dans lequel il étudie théoriquement des matériaux possédant une permittivité et une perméabilité négatives¹⁷. Ce n'est que trente ans plus tard que les premières démonstrations expérimentales ont lieu. A la fin des années 1990, John Pendry et son équipe étudient des réseaux de fils métalliques et des résonateurs de type « split-ring » présentant respectivement une permittivité négative et une perméabilité négative dans le domaine des micro-ondes^{18,19,20}. Puis en 2000, David R. Smith et son équipe réalisent un des premiers matériaux à permittivité et perméabilité négatives dans les micro-ondes à base d'une structure combinant des résonateurs split-ring et des fils métalliques^{21,22}, représentée en figure 2.6. Ces travaux marquent le réel commencement de cet engouement pour les métamatériaux et leurs applications extraordinaires telles que la cape d'invisibilité²³ ou la lentille parfaite^{24,25}. Des métamatériaux fonctionnant dans le domaine optique avec de plus

¹⁶T. INOUE et al., « Realization of narrowband thermal emission with optical nanostructures ».

¹⁷VESELAGO, « The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ ».

¹⁸PENDRY et al., « Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures ».

¹⁹PENDRY et al., « Low frequency plasmons in thin-wire structures ».

²⁰PENDRY et al., « Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena ».

²¹SMITH et al., « Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity ».

²²SHELBY et al., « Experimental verification of a negative index of refraction ».

²³PENDRY et al., « Controlling electromagnetic fields ».

²⁴PENDRY, « Negative refraction makes a perfect lens ».

²⁵FANG et al., « Sub-diffraction-limited optical imaging with a silver superlens ».

petites dimensions ont également été réalisés par la suite^{26,27,28}.

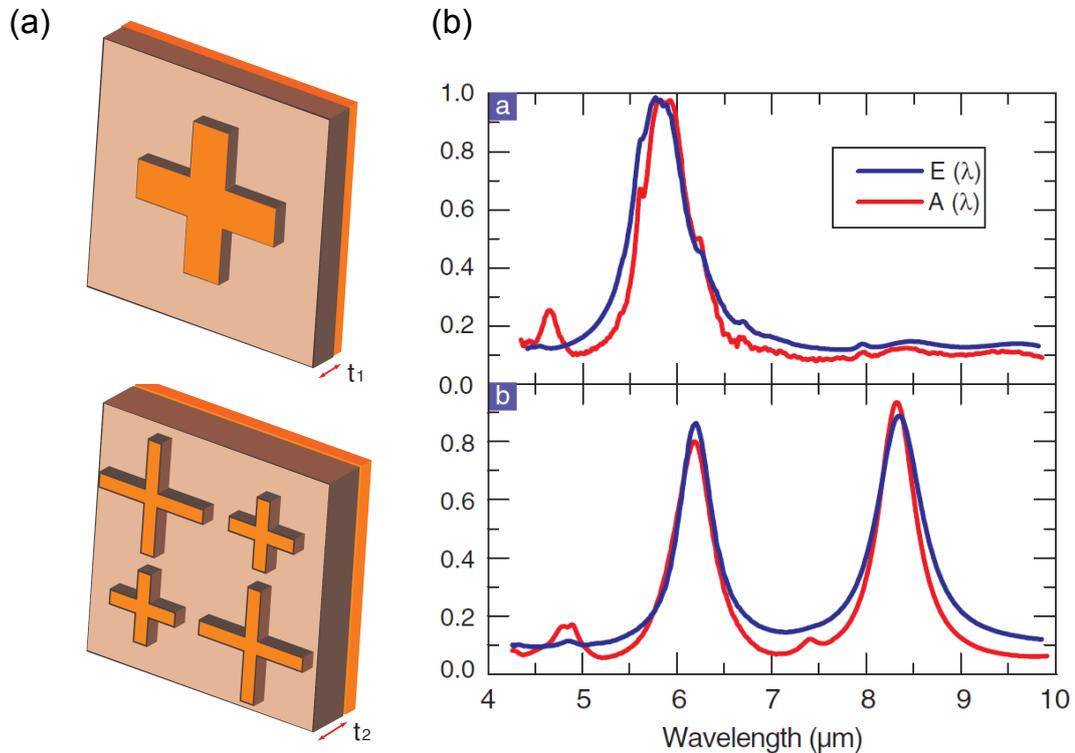


FIGURE 2.7 – (a) Mailles élémentaires des deux métamatériaux étudiés à base de croix métalliques. (b) Spectre d'émissivité et d'absorptivité des deux structures montrant que la loi de Kirchoff est vérifiée. Le métamatériau avec une croix par période présente un seul pic d'émissivité étroit à 5.8 μm tandis que celui avec deux croix de dimensions différentes en présente deux à 6.2 et 8.3 μm (Liu et al., 2011).

Une des propriétés des métamatériaux qui nous intéresse ici est leur capacité à absorber totalement la lumière incidente dans de nombreuses plages spectrales : dans les micro-ondes²⁹, dans le térahertz^{30,31}, dans l'infrarouge^{32,33,34,35} et dans le visible³⁶. D'après la loi de Kirchoff, ils sont donc aussi de bons candidats comme émetteurs thermiques. Des métamatériaux présentant des émissivités unitaires quasi-monochromatiques ont ainsi été étudiés et réalisés^{37,38}. En partant d'un métamatériau absorbant parfait dont la maille élé-

²⁶SHALAEV et al., « Negative index of refraction in optical metamaterials ».

²⁷S. ZHANG et al., « Experimental demonstration of near-infrared negative-index metamaterials ».

²⁸SOUKOULIS et al., « Negative refractive index at optical wavelengths ».

²⁹LANDY et al., « Perfect metamaterial absorber ».

³⁰HUANG et al., « Experimental demonstration of terahertz metamaterial absorbers with a broad and flat high absorption band ».

³¹TAO et al., « A dual band terahertz metamaterial absorber ».

³²X. LIU et al., « Infrared spatial and frequency selective metamaterial with near-unity absorbance ».

³³JIANG et al., « Conformal dual-band near-perfectly absorbing mid-infrared metamaterial coating ».

³⁴TEPERIK et al., « Omnidirectional absorption in nanostructured metal surfaces ».

³⁵CUI et al., « Ultrabroadband light absorption by a sawtooth anisotropic metamaterial slab ».

³⁶HAO et al., « Nearly total absorption of light and heat generation by plasmonic metamaterials ».

³⁷MATTIUCCI et al., « Taming the thermal emissivity of metals: A metamaterial approach ».

³⁸ARGYROPOULOS et al., « Broadband absorbers and selective emitters based on plasmonic Brewster metasurfaces ».

mentaire est présentée en figure 2.7(a), Liu et al. ont vérifié la loi de Kirchhoff et démontré la réalisation d'un émetteur thermique sélectif dont le spectre est indiqué en figure 2.7(b).

Les métasurfaces, l'équivalent 2D des métamatériaux, ont également fait l'objet de nombreuses recherches pour leur capacité à contrôler la lumière. En particulier, les métasurfaces Métal-Isolant-Métal (MIM) composées de bas en haut d'un miroir métallique (M), d'une couche de diélectrique (ou isolant I) puis d'une couche nanostructurée métallique (M), sont connues pour leurs propriétés d'absorption totale et accordable^{39,40,41,42,43}. Elles sont à la base de nombreux émetteurs monochromatiques ou directionnels dans l'infrarouge⁴⁴.

Avec l'avènement de ces nouveaux matériaux nanostructurés à base de cristaux photoniques ou de métamatériaux, l'idée que les sources thermiques sont forcément incohérentes est maintenant clairement levée. Leur capacité à contrôler l'émission devient alors utile pour de nombreuses applications où les corps noirs classiques et les sources par électroluminescence ne suffisent pas. On en détaille quelques-unes dans la suite.

2.3 Applications

Détection de gaz

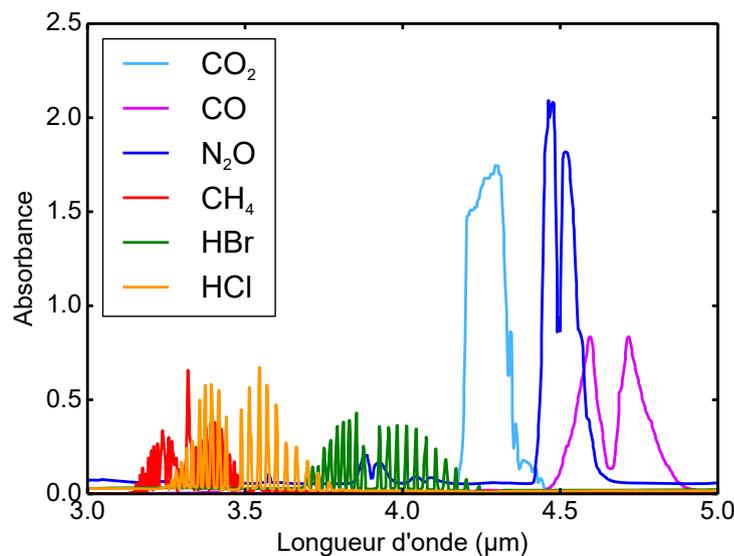


FIGURE 2.8 – Absorbance de différents gaz entre 3 et 5 μm (base de données WebBook de Chimie NIST⁴⁵)

La bande II de l'infrarouge est un domaine spectral privilégié pour la détection de gaz car elle contient les raies d'absorption rovibrationnelles de nombreuses espèces chimiques

³⁹MASON et al., « Strong absorption and selective thermal emission from a midinfrared metamaterial ».

⁴⁰KOECHLIN et al., « Analytical description of subwavelength plasmonic MIM resonators and of their combination ».

⁴¹LÉVÊQUE et al., « Tunable composite nanoparticle for plasmonics ».

⁴²HAO et al., « High performance optical absorber based on a plasmonic metamaterial ».

⁴³PUSCASU et al., « Narrow-band, tunable infrared emission from arrays of microstrip patches ».

⁴⁴COSTANTINI et al., « Plasmonic metasurface for directional and frequency-selective thermal emission ».

intéressantes à détecter. En effet, lorsqu'une molécule est éclairée par un faisceau lumineux, elle absorbe certaines longueurs d'onde correspondant à ses longueurs d'onde de vibration-rotation. Cette signature dépend de l'espèce considérée et permet de la distinguer d'une autre. La figure 2.8 présente par exemple les spectres d'absorption de certains gaz dans la bande II de l'infrarouge. Aujourd'hui, la détection de gaz est nécessaire dans de nombreux domaines que ce soit pour le médical (analyse de l'air expiré), l'environnement (détection de polluants et gaz à effet de serre), la détection d'activités (capteurs de CO₂), le suivi de la qualité de l'air intérieur ou extérieur, ou la défense (détection des menaces nucléaires, biologiques, chimiques dites NBC). La plupart des capteurs actuels, comme les capteurs infrarouges non dispersifs (méthode NDIR) basés sur le rapport de transmission à deux longueurs d'onde, utilisent des corps noirs comme sources IR et ajoutent des filtres pour sélectionner les longueurs d'onde à détecter. Seule une faible portion de la lumière émise par le corps noir est alors utilisée, rendant le dispositif peu économe en énergie. En remplaçant le corps noir par une source émettant exactement à la longueur d'onde de la raie d'absorption de la molécule à détecter, on gagne en consommation et en encombrement. Il faut également que la largeur spectrale soit suffisamment fine pour être sûr de détecter le bon gaz, de sorte à assurer la sensibilité et spécificité de la détection. Des dispositifs à base de métamatériaux et de cristaux photoniques à émission étroite ont été réalisés et ont montré tout leur potentiel pour cette application^{46,47}. La juxtaposition sur un même substrat de sources avec différentes réponses, contrôlables individuellement, permet la création de dispositifs encore plus performants et de rendre la détection encore plus versatile⁴⁸.

Conversion thermophotovoltaïque

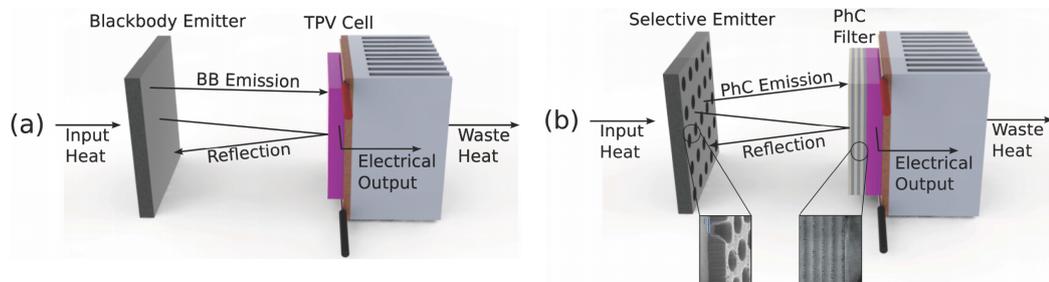


FIGURE 2.9 – (a) Système TPV classique : l'émetteur de type corps noir est chauffé et son rayonnement thermique est converti en électricité par une cellule TPV. Afin de limiter les pertes thermiques dues au rayonnement émis non utile, un réflecteur est ajouté devant la cellule. (b) Système TPV avec source sélective : l'émetteur est un cristal photonique dont l'émission est contrôlée pour correspondre à l'énergie du gap de la cellule et supprimer les longueurs d'onde indésirables (Bermel et al., 2010).

Un système thermophotovoltaïque (TPV) convertit le rayonnement thermique émis par une source en électricité. Le dispositif TPV le plus simple consiste alors en un émetteur

⁴⁶MIYAZAKI et al., « Dual-band infrared metasurface thermal emitter for CO₂ sensing ».

⁴⁷T. INOUE et al., « Filter-free nondispersive infrared sensing using narrow-bandwidth mid-infrared thermal emitters ».

⁴⁸T. INOUE et al., « On-chip integration and high-speed switching of multi-wavelength narrowband thermal emitters ».

thermique de type corps noir et une cellule TPV. La conversion TPV peut être vue comme une évolution de la conversion photovoltaïque, qui convertit le rayonnement solaire en électricité. Une des différences entre les deux conversions est la température de fonctionnement, celle de l'émetteur TPV étant plus faible que celle de la surface du Soleil (~ 1000 K au lieu de 5800 K), il émet principalement dans l'infrarouge. Les matériaux semi-conducteurs utilisés pour la cellule TPV sont alors différents, avec des gaps plus faibles. Très prometteurs, les systèmes TPV présentent cependant une limite liée à l'efficacité de conversion : tout le rayonnement émis par la source thermique de type corps noir n'est pas convertie par la cellule. Des systèmes plus complexes à base de filtres et réflecteurs tentent de récupérer l'énergie non convertie mais une solution plus pertinente est d'utiliser un émetteur sélectif. En contrôlant la longueur d'onde et la largeur d'émission de la source et en l'adaptant au gap du semi-conducteur, il devient possible d'augmenter le rendement par rapport à une source thermique classique et de limiter l'échauffement de la cellule^{49,50,51,52,53,54}.

Calibration de systèmes infrarouges

Actuellement, les sources utilisées pour la calibration de caméras infrarouges sont des corps noirs de laboratoire, de forte inertie thermique, avec la contrainte d'une calibration absolue et stable dans le temps pour les différentes longueurs d'onde de fonctionnement de la caméra. Cette contrainte est habituellement résolue avec l'utilisation de filtres passe-bande placés entre le corps noir et l'imageur qui permettent de sélectionner les longueurs d'onde utiles, à condition qu'ils soient bien calibrés. L'inconvénient de cette méthode est que tout le flux émis par le corps noir n'est pas utilisé, le rendement énergétique est donc très faible. De plus, l'encombrement des corps noirs limite la calibration dans un laboratoire, qui ne peut donc pas se faire de manière embarquée. En revanche, l'utilisation de sources infrarouges à spectre contrôlé permettrait de limiter les pertes et de rendre le système compact. En tant que mires mono ou polychromatiques, elles seraient utiles pour la calibration des caméras infrarouges actuelles. Par ailleurs, avec le développement rapide des spectro-imageurs multi-spectraux ou hyperspectraux, on peut également imaginer que leur utilité ira grandissante.

2.4 Conclusion

Nous avons décrit dans ce chapitre de manière non-exhaustive les principales sources de lumière dans l'infrarouge. De par leur capacité à contrôler les propriétés optiques d'un matériau, les structures à base de métamatériaux et métasurfaces présentent de grands atouts pour réaliser des sources thermiques compactes dont on peut contrôler l'émission. La suite du manuscrit va donc être consacrée à la conception de métamatériaux à émissivité spectrale et spatiale contrôlée. A base d'empilements métal/diélectriques, ces métamatériaux

⁴⁹BERMEL et al., « Design and global optimization of high-efficiency thermophotovoltaic systems ».

⁵⁰NEFZAOUI et al., « Selective emitters design and optimization for thermophotovoltaic applications ».

⁵¹MOLESKY et al., « High temperature epsilon-near-zero and epsilon-near-pole metamaterial emitters for thermophotovoltaics ».

⁵²LENERT et al., « A nanophotonic solar thermophotovoltaic device ».

⁵³BIERMAN et al., « Enhanced photovoltaic energy conversion using thermally based spectral shaping ».

⁵⁴BORISKINA et al., « Roadmap on optical energy conversion ».

possèdent une réponse spectrale qui s'éloigne de celle des corps noirs et que l'on étudiera dans la deuxième partie de ce manuscrit. Cependant, l'utilisation de métal dans ces structures génère des pertes qui limitent leurs performances, mais nous verrons dans la dernière partie qu'il est possible de les contourner.

Deuxième partie

Métasurfaces pour le contrôle
de l'émissivité

Chapitre

3

Contrôle spectral et spatial de l'émissivité à l'aide de nano-antennes

Sommaire

3.1	La métasurface d'antennes MIM	30
3.1.1	Principe de la résonance	30
3.1.2	Propriétés	31
3.1.3	Tolérance angulaire de la métasurface	34
3.2	Réalisation expérimentale de métasurfaces MIM	37
3.2.1	Fabrication	37
3.2.2	Bancs de caractérisation	39
3.3	Etude expérimentale des propriétés des métasurfaces MIM	41
3.3.1	Contrôle de la longueur d'onde de résonance	41
3.3.2	Contrôle de l'amplitude de la résonance	46
3.4	Conclusion	49

Depuis la réalisation des premiers métamatériaux à la fin des années 1990^{1,2}, ces derniers ont montré tout leur potentiel pour réaliser des dispositifs aux propriétés inédites. Une de leurs particularités qui nous intéresse ici est leur capacité à pouvoir absorber totalement la lumière, en particulier dans l'infrarouge^{3,4,5,6}. Comme absorption et émission sont liées par la loi de Kirchhoff, un métamatériau absorbant est également un émetteur thermique dont les propriétés s'éloignent du rayonnement classique d'une ampoule à incandescence^{7,8}.

Les métasurfaces, l'équivalent 2D des métamatériaux, permettent également de manipuler la lumière. En structurant une fine couche à l'échelle sub-longueur d'onde, il est possible d'obtenir un matériau artificiel présentant des propriétés exotiques, en rupture avec les matériaux usuels. Dans cette partie, on s'intéresse à des métasurfaces basées sur une superposition de couches métalliques et diélectriques qui fonctionnent en réflexion et grâce auxquelles on réalise un contrôle de l'émission thermique via la nanostructuration d'une fine couche métallique. Les trois premiers chapitres seront consacrés aux métasurfaces d'antennes Métal-Isolant-Métal (MIM) grâce auxquelles il est possible de manipuler spatialement et spectralement l'émissivité. Tout d'abord, nous rappellerons leurs propriétés d'absorption

¹PENDRY et al., « Low frequency plasmons in thin-wire structures ».

²SHELBY et al., « Experimental verification of a negative index of refraction ».

³X. LIU et al., « Infrared spatial and frequency selective metamaterial with near-unity absorbance ».

⁴JIANG et al., « Conformal dual-band near-perfectly absorbing mid-infrared metamaterial coating ».

⁵TEPERIK et al., « Omnidirectional absorption in nanostructured metal surfaces ».

⁶CUI et al., « Ultrabroadband light absorption by a sawtooth anisotropic metamaterial slab ».

⁷MATTIUCI et al., « Taming the thermal emissivity of metals: A metamaterial approach ».

⁸ARGYROPOULOS et al., « Broadband absorbers and selective emitters based on plasmonic Brewster metasurfaces ».

totale et accordable qui ont fait leur renommée, puis nous les utiliserons en émission afin de réaliser un contrôle spectral, spatial et en polarisation, qui nous permettra d'encoder des images. Le dernier chapitre de cette partie sera dédié à une autre métasurface basée sur des cavités Fabry-Pérot dont un des miroirs est nanostructuré. Le contrôle de la géométrie de ce miroir permet d'obtenir des émissions encore plus sélectives.

3.1 La métasurface d'antennes MIM

Une métasurface Métal-Isolant-Métal (MIM) est habituellement composée d'un miroir métallique continu recouvert d'une couche de diélectrique sur laquelle se trouve un réseau de nano-antennes métalliques. Ces dernières peuvent présenter différentes géométries en 1D ou 2D : des rubans^{9,10}, des carrés^{11,12,13} des croix¹⁴ ou encore des disques¹⁵. Cet empilement de couches métal-isolant-métal permet de réaliser des structures résonantes qui absorbent totalement et de manière omnidirectionnelle la lumière incidente. Dans ce chapitre, nous nous intéressons à des métasurfaces MIM à base de nano-antennes rectangulaires dont la réponse provient d'un couplage critique entre le champ incident et un mode guidé présent dans le résonateur. Nous présentons tout d'abord le fonctionnement et les caractéristiques de cette métasurface qui servira de brique élémentaire dans la conception de sources thermiques à émission contrôlée.

3.1.1 Principe de la résonance

Dans ce chapitre, nous nous intéressons à des métasurfaces MIM en or et silice à base de nano-antennes rectangulaires que nous étudions dans la bande II de l'infrarouge (entre 3 et 5 μm). Un schéma de cette métasurface est représenté en figure 3.1. Elle est composée d'un miroir en or sur lequel est déposée une couche de silice (SiO_2) d'épaisseur h . Au-dessus se trouve un réseau bi-périodique (période d) de bâtonnets rectangulaires en or, de longueur L , de largeur w et d'épaisseur h_m . Le miroir inférieur est une couche d'or suffisamment épaisse par rapport à l'épaisseur de peau δ du métal (typiquement $\delta = 25$ nm en bande II) afin que sa transmission soit nulle. La silice, d'indice n_{SiO_2} , est utilisée ici car il s'agit d'un matériau transparent dans la bande II de l'infrarouge.

La cavité horizontale formée entre le bâtonnet et le miroir métallique se comporte comme un résonateur Fabry-Pérot dans lequel se propage un mode horizontal en polarisation transverse magnétique (TM). L'existence de ce mode est lié à la présence d'un couplage entre les plasmons de surface se propageant aux interfaces métal/diélectrique inférieure et supérieure. L'indice effectif du mode dans la cavité s'exprime en fonction de l'indice du diélectrique (ici n_{SiO_2}), la taille de la cavité h et l'épaisseur de peau du métal δ ¹⁶ :

⁹MASON et al., « Strong absorption and selective thermal emission from a midinfrared metamaterial ».

¹⁰KOECHLIN et al., « Analytical description of subwavelength plasmonic MIM resonators and of their combination ».

¹¹LÉVÊQUE et al., « Tunable composite nanoparticle for plasmonics ».

¹²HAO et al., « High performance optical absorber based on a plasmonic metamaterial ».

¹³HAO et al., « Nearly total absorption of light and heat generation by plasmonic metamaterials ».

¹⁴X. LIU et al., « Taming the blackbody with infrared metamaterials as selective thermal emitters ».

¹⁵PUSCASU et al., « Narrow-band, tunable infrared emission from arrays of microstrip patches ».

¹⁶COLLIN et al., « Waveguiding in nanoscale metallic apertures ».

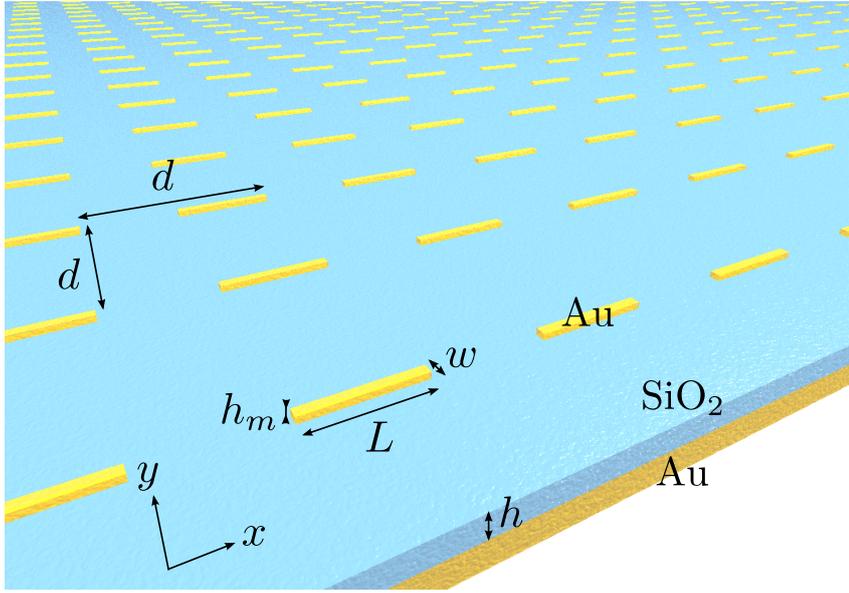


FIGURE 3.1 – Schéma d'une métasurface MIM, composée d'un miroir en or recouvert d'une couche de silice (SiO_2) d'épaisseur h . Au-dessus se trouve un réseau bi-périodique (période d) de bâtonnets rectangulaires en or, de longueur L , de largeur w et d'épaisseur h_m .

$$n_{\text{eff}} = n_{\text{SiO}_2} \left(1 + \frac{\delta}{h}\right) \quad (3.1)$$

On remarque que plus la cavité est petite, plus l'indice effectif est élevé et peut atteindre des valeurs largement supérieures à celle du diélectrique.

La longueur d'onde de la résonance fondamentale dépend de l'indice effectif n_{eff} et de la longueur de la cavité L et s'écrit de la manière suivante :

$$\lambda_r = 2n_{\text{eff}}L + \lambda_\phi \quad (3.2)$$

où λ_ϕ est une constante qui dépend des conditions de réflexion aux extrémités de la cavité.

3.1.2 Propriétés

On considère une métasurface avec les dimensions suivantes : $d = 2 \mu\text{m}$, $L = 1 \mu\text{m}$, $w = 100 \text{ nm}$, $h_m = 50 \text{ nm}$ et $h = 220 \text{ nm}$ dont la maille élémentaire est représentée sur la figure 3.2(a). La permittivité de l'or est décrite avec un modèle de Drude :

$$\varepsilon_{\text{Au}}(\lambda) = 1 - \frac{1}{\frac{\lambda_p}{\lambda} \left(\frac{\lambda_p}{\lambda} + i\gamma\right)} \quad (3.3)$$

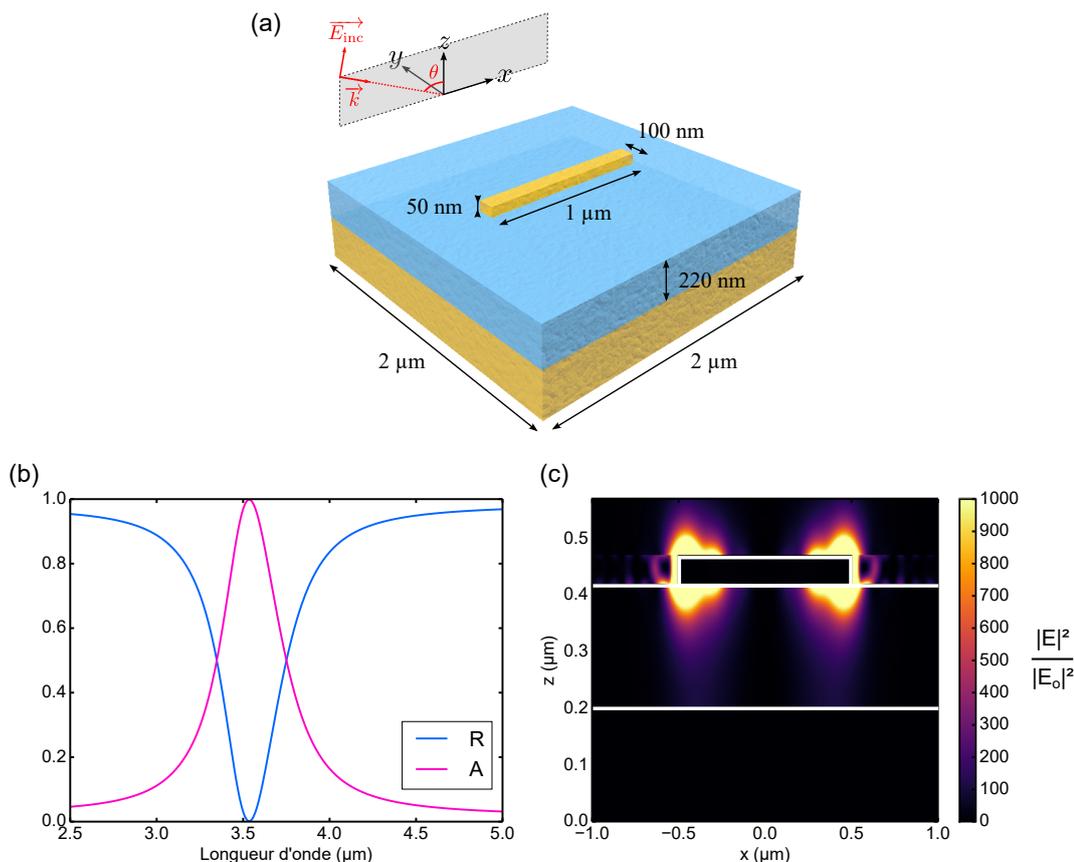


FIGURE 3.2 – (a) Schéma d'une maille élémentaire d'une métasurface MIM ($d = 2 \mu\text{m}$, $L = 1 \mu\text{m}$, $w = 100 \text{ nm}$, $h_m = 50 \text{ nm}$ et $h = 220 \text{ nm}$) éclairée par une onde incidente polarisée TM avec un angle d'incidence θ . (b) Spectres de réflectivité et d'absorption simulés de la métasurface correspondante pour une incidence normale. Elle présente une résonance à $\lambda_r = 3.54 \mu\text{m}$. (c) Carte du champ électrique suivant le plan (Oxz) , à la résonance $\lambda_r = 3.54 \mu\text{m}$.

avec $\lambda_p = 159 \text{ nm}$ et $\gamma = 0.0077$ pour correspondre aux données expérimentales de Palik¹⁷. L'indice de la silice est fixé à $n_{\text{SiO}_2} = 1.4$, valeur moyenne de l'indice entre 3 et 5 μm .

La figure 3.2(b) présente les spectres de réflectivité et d'absorption de la structure pour une onde incidente polarisée TM (le champ magnétique est suivant y) en incidence normale ($\theta = 0^\circ$), obtenus par simulation avec Reticolo¹⁸, un logiciel basé sur une méthode modale de Fourier. On observe un zéro de réflectivité à la longueur d'onde de résonance $\lambda_r = 3.54 \mu\text{m}$. Par conservation de l'énergie et comme la transmission de la structure est nulle ($T = 0$), on a $A = 1 - R$ et donc une absorption totale à λ_r . Le facteur de qualité de la réponse spectrale est défini comme le rapport entre la longueur d'onde de résonance λ_r et la largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda$ (couramment appelée par son nom anglais FWHM pour Full Width at Half Maximum) :

$$Q = \frac{\lambda_r}{\Delta\lambda} \quad (3.4)$$

¹⁷PALIK, « Handbook of optical properties of solids ».

¹⁸HUGONIN et al., « Reticolo software for grating analysis ».

La largeur à mi-hauteur de cette résonance est $\Delta\lambda = 400$ nm, son facteur de qualité est donc de 8.85. La carte du module carré du champ électrique $|E|^2$ à la résonance est montrée en figure 3.2(c). On observe que le champ électrique est maximal au niveau des extrémités du bâtonnet avec une localisation plus importante dans le diélectrique entre l'antenne et le miroir métallique inférieur.

Une telle structure MIM absorbe donc totalement la lumière à une certaine longueur d'onde λ_r tandis qu'elle se comporte comme un miroir parfaitement réfléchissant ailleurs. Notons que cet effet n'est finalement dû qu'à une faible structuration : seulement 2.5% de la surface supérieure est nanostructurée avec les bâtonnets en or. L'appellation "métasurface" est donc justifiée ici : la nanostructuration d'une fine couche métallique permet de modifier les propriétés électromagnétiques de la structure.

La géométrie de la structuration et donc les dimensions des antennes permettent de contrôler l'absorption en modifiant l'allure de la cavité Fabry-Pérot sous le bâtonnet. On considère la configuration de la métasurface précédente ($d = 2$ μm , $L = 1$ μm , $w = 100$ nm, $h_m = 50$ nm et $h = 220$ nm, $n = 1.4$, $\theta = 0^\circ$) et on va s'intéresser au rôle de la longueur L et de la largeur w du bâtonnet sur la résonance.

Influence de la longueur L des antennes

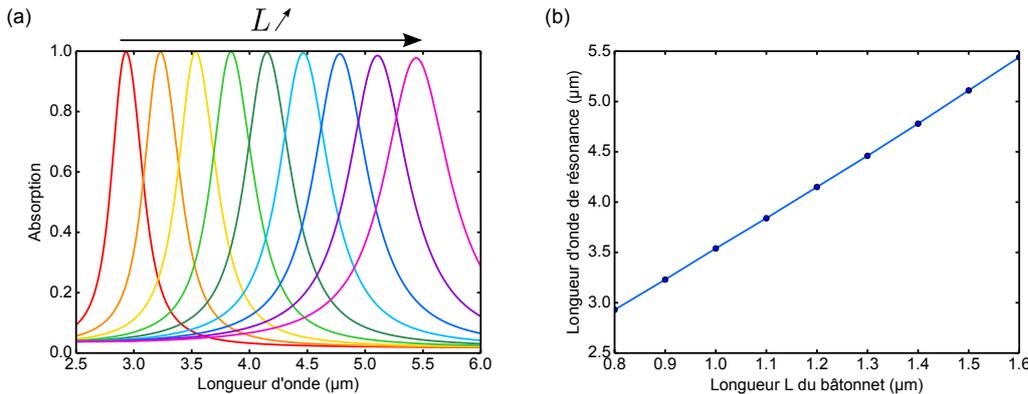


FIGURE 3.3 – (a) Spectres d'absorption d'une métasurface MIM ($d = 2$ μm , $w = 100$ nm, $h_m = 50$ nm et $h = 220$ nm, $\theta = 0^\circ$) pour différentes valeurs de la longueur L entre 800 et 1600 nm, par pas de 100 nm. (b) Evolution de la longueur d'onde de résonance λ_r en fonction de la longueur L . On a une relation affine liant les deux grandeurs : $\lambda_r = 3.13L + 0.4084$.

La figure 3.3(a) montre l'influence de la longueur L des bâtonnets. On remarque que pour chaque longueur L entre 800 et 1600 nm, on obtient une absorption totale entre 3 et 5 μm . Le facteur de qualité varie peu avec la longueur L , il diminue de 9.2 à 8 lorsque L augmente de 800 à 1600 nm. On observe sur la figure 3.3(b) que la longueur d'onde de résonance varie de manière affine avec la longueur du bâtonnet comme attendu par l'existence d'une résonance Fabry-Pérot. On a ici $\lambda_r = 3.13L + 0.4084$, ce qui correspond d'après l'équation 3.2 à un indice effectif de la cavité $n_{\text{eff}} = 1.57$. En appliquant la relation 3.1 avec $n_{\text{SiO}_2} = 1.4$, $h = 220$ nm et $\delta = 25$ nm, on obtient $n_{\text{eff}} = 1.56$, en accord avec la valeur simulée. Finalement, en

accordant uniquement la longueur L des bâtonnets, on maintient le quasi couplage critique, nous permettant d'obtenir à chaque longueur L une absorption quasi-totale.

Influence de la largeur w des antennes

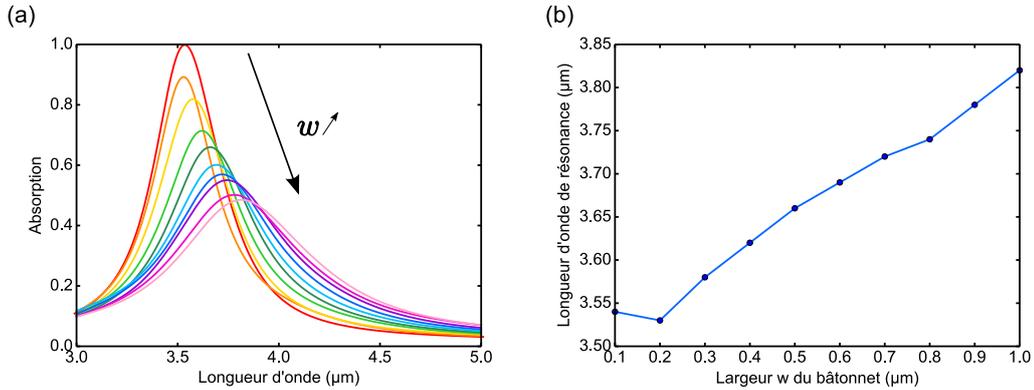


FIGURE 3.4 – (a) Spectres d'absorption d'une métasurface MIM ($d = 2 \mu\text{m}$, $L = 1 \mu\text{m}$, $h_m = 50 \text{ nm}$ et $h = 220 \text{ nm}$, $\theta = 0^\circ$) pour différentes valeurs de la largeur w entre 100 nm et $1 \mu\text{m}$, par pas de 100 nm . (b) Evolution de la longueur d'onde de résonance λ_r en fonction de la largeur w .

La figure 3.4 montre l'influence de la largeur w des bâtonnets sur la réponse spectrale. La longueur d'onde de résonance varie peu, elle augmente de 3.54 à $3.82 \mu\text{m}$ lorsque la largeur w augmente de 100 nm à $1 \mu\text{m}$. Cela est dû au fait que l'indice effectif n_{eff} augmente légèrement lorsque w augmente. En revanche, le facteur de qualité diminue de 9 à 4.6 et l'amplitude de l'absorption de 100% à 50% lorsque la largeur augmente de 100 nm à $1 \mu\text{m}$. Lorsque $w = 100 \text{ nm}$, on a bien un couplage critique menant à une absorption totale mais dès que l'on augmente la largeur w , on observe une rupture d'impédance, dégradant la réponse de la métasurface.

Les dimensions des bâtonnets permettent donc de contrôler la résonance (longueur d'onde, amplitude, largeur spectrale). La période d du réseau et l'épaisseur h de diélectrique ont quant à elles peu d'influence sur la résonance, elles permettent surtout de réaliser une adaptation d'impédance entre la cavité MIM et le vide pour annuler la réflexion et obtenir une absorption totale.

3.1.3 Tolérance angulaire de la métasurface

On s'intéresse ici à l'influence de l'angle d'incidence θ sur la réponse spectrale. La structure considérée est la même que précédemment : $d = 2 \mu\text{m}$, $L = 1 \mu\text{m}$, $w = 100 \text{ nm}$, $h_m = 50 \text{ nm}$, $h = 220 \text{ nm}$. Eclairée par une onde incidente polarisée TM en incidence normale, elle résonne à $\lambda_r = 3.54 \mu\text{m}$. La figure 3.5(a) montre l'évolution de la réflectivité dans l'ordre zéro (courbe bleue) en fonction de l'angle d'incidence θ lorsqu'on se fixe à cette longueur d'onde de résonance λ_r . On observe une résonance qui est indépendante de l'angle d'incidence jusqu'à 20° . Cependant, on remarque que la résonance est perturbée par le premier

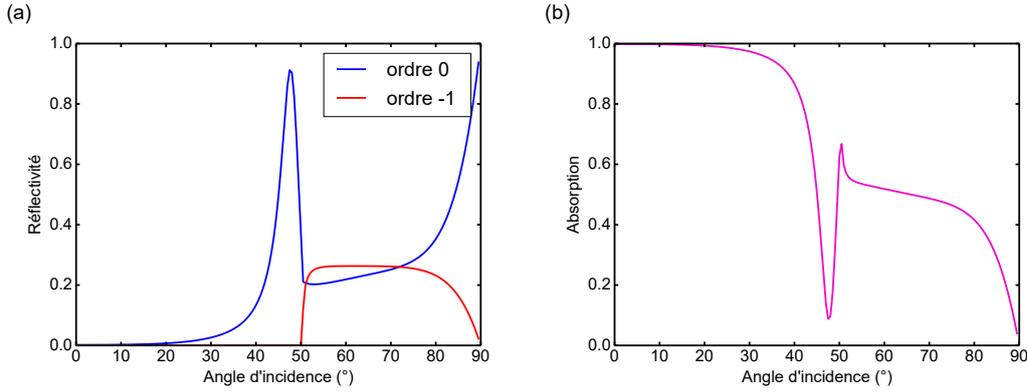


FIGURE 3.5 – (a) Evolution de la réflectivité à la résonance $\lambda_r = 3.54 \mu\text{m}$ en fonction de l'angle d'incidence θ pour une métasurface avec les dimensions suivantes : $d = 2 \mu\text{m}$, $L = 1 \mu\text{m}$, $w = 100 \text{ nm}$, $h_m = 50 \text{ nm}$, $h = 220 \text{ nm}$. En bleu la réflectivité dans l'ordre 0 et en rouge dans l'ordre -1 . (b) Evolution de l'absorption à la résonance $\lambda_r = 3.54 \mu\text{m}$ en fonction de l'angle d'incidence θ .

ordre diffracté à partir de 50° (courbe rouge). En effet, la périodicité du réseau introduit des ordres diffractés aux longueurs suivantes d'après l'équation des réseaux, où m est l'indice de l'ordre :

$$\lambda_d^m = \frac{d}{m} (\pm 1 - \sin \theta), \quad m \in \mathbb{Z}^* \quad (3.5)$$

Ici, le premier ordre diffracté ($m = -1$) qui perturbe la résonance apparaît à l'angle θ_d suivant :

$$\sin \theta_d = \frac{\lambda_r}{d} - 1 \quad (3.6)$$

On trouve que l'ordre $m = -1$ apparaît à $\theta_d = 50.4^\circ$ avec $d = 2 \mu\text{m}$ et $\lambda_r = 3.54 \mu\text{m}$, en accord avec les simulations. La perturbation causée correspond à un couplage fort entre cet ordre diffracté et le mode dans la cavité MIM qui vient limiter la tolérance angulaire de la métasurface^{19,20}. La figure 3.5(b) montre l'évolution de l'absorption de la métasurface (ici $A = 1 - R_0 - R_{-1}$) lors de la présence de cet ordre diffracté et on remarque que l'absorption est totale seulement jusqu'à 20° .

Pour s'affranchir de ces ordres diffractés, il faut choisir une période d telle que $d < \lambda_{\min}/2$ où λ_{\min} est la longueur d'onde minimale de travail. Par exemple, si on souhaite travailler entre 3 et 5 μm , il faut choisir une période $d \leq 1.5 \mu\text{m}$. On considère donc une métasurface avec une période $d = 1.5 \mu\text{m}$. Les dimensions des bâtonnets sont les mêmes que précédemment ($L = 1 \mu\text{m}$, $w = 100 \text{ nm}$, $h_m = 50 \text{ nm}$) mais l'épaisseur de diélectrique a été ajustée pour obtenir une absorption totale : $h = 180 \text{ nm}$. On éclaire la métasurface avec une onde incidente polarisée TM (le champ magnétique est suivant y) selon la configuration de la figure 3.6(a) en incidence normale ($\theta = 0^\circ$) et on obtient une absorption totale à $\lambda_r = 3.58 \mu\text{m}$. On se place maintenant à cette longueur d'onde de résonance et on fait varier l'angle d'incidence θ entre 0 et 90° . L'évolution de l'absorption à la résonance ($A = 1 - R_0$) en fonction de l'angle d'incidence est tracée en bleu sur la figure 3.6(c). On observe que

¹⁹JOUY et al., « Coupling of a surface plasmon with localized subwavelength microcavity modes ».

²⁰MARQUIER et al., « Resonant transmission through a metallic film due to coupled modes ».

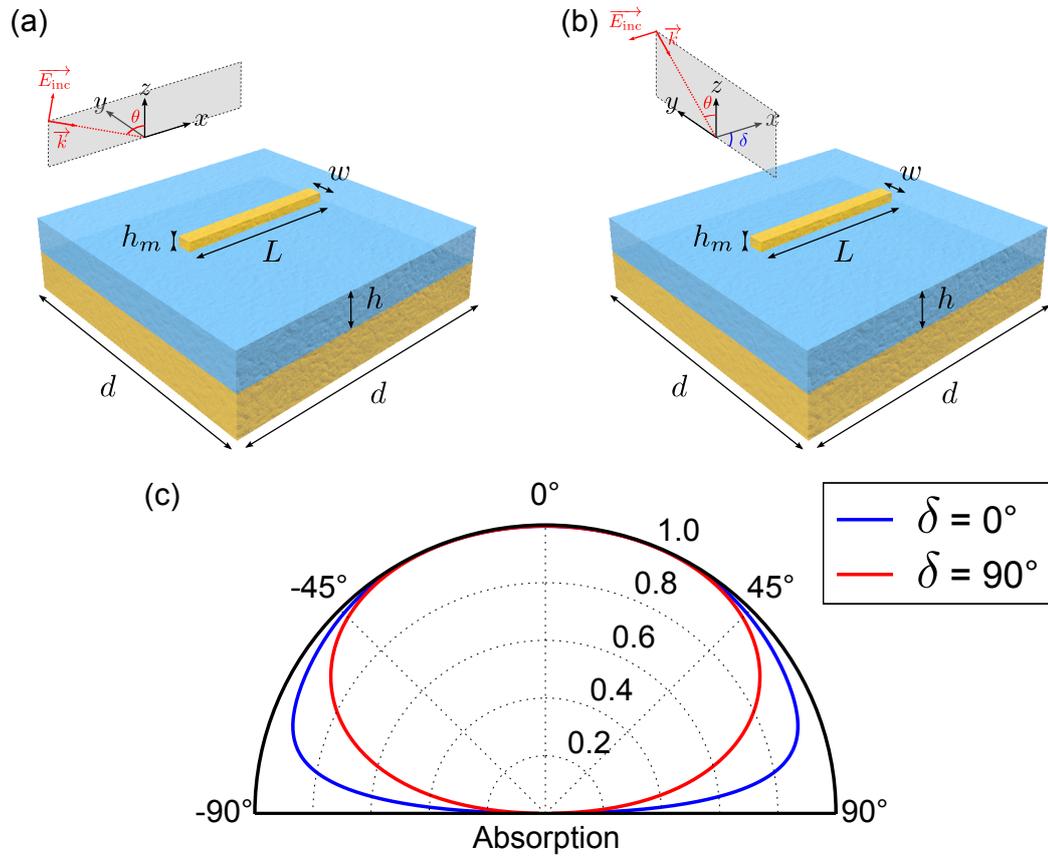


FIGURE 3.6 – (a) Schéma de la métasurface ($d = 1.5 \mu\text{m}$, $L = 1 \mu\text{m}$, $w = 100 \text{ nm}$, $h_m = 50 \text{ nm}$, $h = 180 \text{ nm}$) éclairée par une onde incidente polarisée TM (le champ magnétique est suivant y) avec un angle d'incidence θ et un plan d'incidence selon le plan (xz) correspondant à $\delta = 0^\circ$. (b) Schéma de la même métasurface éclairée par une onde incidente polarisée TE (le champ magnétique est suivant y) avec un angle d'incidence θ et un plan d'incidence selon le plan (yz) correspondant à $\delta = 90^\circ$. (c) Evolution de l'absorption à la résonance ($\lambda_r = 3.58 \mu\text{m}$) en fonction de l'angle d'incidence θ dans les deux configurations d'incidence.

l'absorption reste totale jusqu'à $\theta = 40^\circ$ et reste supérieure à 90% jusqu'à $\theta = 73^\circ$. On peut aussi s'interroger sur l'allure de la réponse en absorption lorsqu'on tourne le plan d'incidence de $\delta = 90^\circ$ (configuration de la figure 3.6(b)). L'évolution de l'absorption à la résonance en fonction de l'angle d'incidence dans cette configuration est tracée en rouge sur la figure 3.6(c). L'absorption est totale jusqu'à $\theta = 35^\circ$ et reste supérieure à 90% jusqu'à $\theta = 55^\circ$.

La métasurface MIM possède donc une très bonne tolérance angulaire, due au fait que la résonance est localisée dans la cavité sous le bâtonnet. Cette tolérance est encore meilleure si on réussit à s'affranchir des ordres diffractés.

3.2 Réalisation expérimentale de métasurfaces MIM

3.2.1 Fabrication

Afin de vérifier expérimentalement les propriétés de nos métasurfaces d'antennes MIM, plusieurs échantillons ont été réalisés dans la salle blanche du C2N à Marcoussis. Le procédé de fabrication des métasurfaces d'antennes MIM est constitué de plusieurs étapes maîtrisées par notre équipe et dont le fonctionnement est rappelé ci-dessous et sur la figure 3.7. Tous les échantillons présentés dans ce chapitre ont été réalisés avec les mêmes étapes de fabrication.

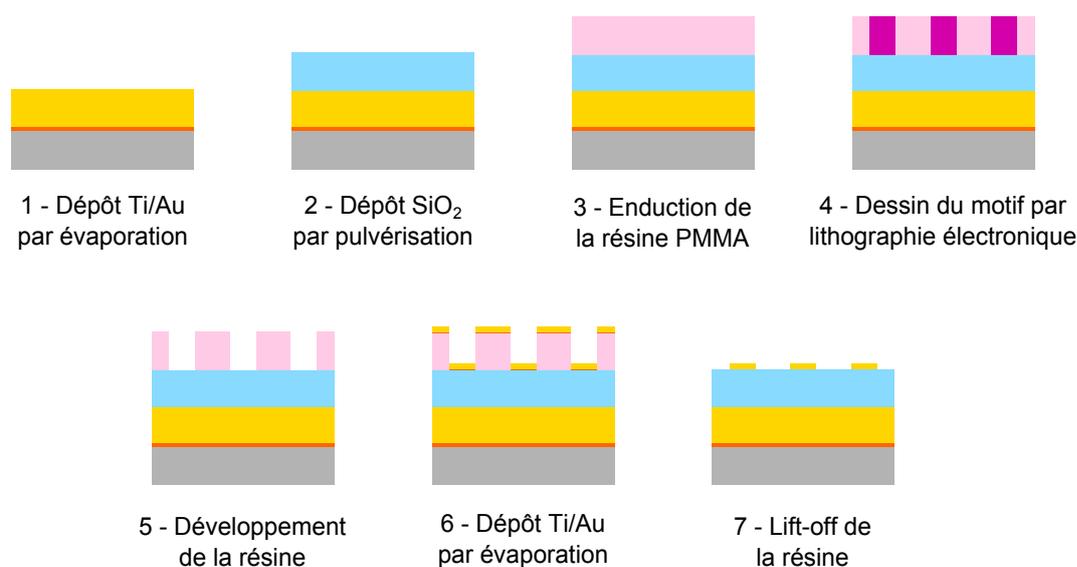


FIGURE 3.7 – Procédé de fabrication des métasurfaces MIM.

Dépôt du miroir d'or

Les dépôts d'or sont réalisés par évaporation avec un bâti de métallisation (modèle MEB550 de la marque Plassys) qui fonctionne de la manière suivante : le métal à évaporer, ici l'or, est placé dans un creuset sous vide qui va être chauffé par un faisceau d'électrons jusqu'au point de fusion du métal, ce dernier va alors s'évaporer et se déposer sur le substrat placé au-dessus du creuset. Un dépôt d'or est à chaque fois précédé d'un dépôt de titane qui va servir de couche d'accroche et dont l'épaisseur est d'environ 10% de celle de la couche d'or. Ici, 20 nm de titane puis 200 nm d'or ont été déposés sur un wafer en silicium.

Dépôt de silice

Les dépôts de silice SiO₂ sont effectués par pulvérisation. Le bâti utilisé est le modèle MP800 de la marque Plassys qui permet de réaliser des dépôts de films diélectriques par pulvérisation cathodique magnétron. Cette technique consiste à pulvériser une cible avec un plasma créé à partir d'un gaz inerte sous vide (ici l'argon). Les atomes arrachés de la cible

viennent ensuite se déposer sur le substrat. Ici, on a réalisé un dépôt de 220 nm de silice sur le miroir d'or.

Lithographie électronique et obtention de la couche nanostructurée

Avant la lithographie, l'échantillon est enduit d'une résine sensible aux électrons. Il existe deux types de résines : positives et négatives. Lorsque la résine est positive, les zones insolées lors de la lithographie seront dissoutes au développement. A l'inverse, pour une résine négative, les zones non insolées seront dissoutes. L'enduction de la résine se fait avec une tournette dont le réglage de la vitesse de rotation et de la durée déterminera l'épaisseur de résine souhaitée. Un recuit est ensuite nécessaire afin de cuire la résine et d'évaporer le solvant. La résine utilisée pour les échantillons MIM est la résine positive PMMA (Polymethyl Methacrylate), déposée à 4000 tours/min pendant 30 secondes puis recuite à 160°C pendant 30 minutes.

Le principe de la lithographie électronique consiste à transférer le motif souhaité sur la résine grâce à un faisceau d'électrons. Le dessin des motifs se fait au point par point avec une résolution de l'ordre de quelques nanomètres. Le masqueur électronique utilisé au C2N est le VISTEC EBPG 5000+. Avant d'effectuer la lithographie, il est important de choisir l'intensité et la résolution du faisceau d'électrons ainsi que la quantité de charge surfacique souhaitée sur la surface insolée, appelée la dose. Ces paramètres permettent de définir le temps d'insolation :

$$\text{Temps d'insolation (en s)} = \frac{\text{Surface (en cm}^2\text{)} \times \text{Dose (en } \mu\text{C/cm}^2\text{)} \times 1000}{\text{Intensité (en nA)}} \quad (3.7)$$

Par exemple, pour un réseau de $5 \times 5 \text{ mm}^2$ dont le motif dans chaque période de $2 \times 2 \mu\text{m}^2$ est un bâtonnet de $1 \mu\text{m}$ de long et 100 nm de large, le temps d'insolation est d'environ 11 min avec une dose de $1100 \mu\text{C/cm}^2$ et une intensité de 10 nA . L'insolation de l'échantillon présenté juste après avec 6 réseaux de bâtonnets a duré environ 1h30.

Après la lithographie, la résine est développée afin de dissoudre les parties insolées pour une résine positive ou non insolées pour une résine négative. Pour la résine PMMA A5, le développeur est une solution de MIBK/IPA (Méthylisobutylcétone et isopropanol) en proportions 1/3 (durée : 90 s) et le bain de rinçage de l'isopropanol (durée : 10 s).

Après le développement, un dépôt d'or de 50 nm avec 2 nm de titane comme accroche est réalisé par évaporation. La technique du lift-off permet ensuite de retirer les restes de résine afin d'obtenir un échantillon avec le motif métallique désiré. Le lift off est réalisé ici dans une solution de trichloroéthylène à température ambiante. Après cette étape, il ne reste alors sur l'échantillon que le motif en or désiré.

Plusieurs échantillons ont été réalisés avec ce procédé de fabrication, seule la géométrie des bâtonnets en or de la couche nanostructurée diffère.

3.2.2 Bancs de caractérisation

Caractérisation en réflexion

Les spectres de réflectivité des échantillons ont été obtenus à l'aide d'un spectromètre infrarouge à transformée de Fourier (FTIR) utilisé dans le laboratoire ONDA de l'ONERA. Ce spectromètre est composé de quatre parties : une source de lumière IR large bande, un interféromètre de Michelson, un compartiment échantillon et un détecteur. Le faisceau de lumière IR incident passe par l'interféromètre de Michelson où il va être divisé en deux faisceaux dont l'un est réfléchi par un miroir fixe, tandis que l'autre est réfléchi par un miroir mobile. Le déplacement de ce miroir mobile permet de faire varier le chemin optique parcouru par la lumière entre les deux voies, entraînant un déphasage entre les deux faisceaux, ce qui va créer des interférences lors de la recombinaison des faisceaux. Le faisceau recombinaison est ensuite réfléchi par l'échantillon et enfin analysé par le détecteur, qui mesure l'intensité du faisceau en fonction de la différence de marche créée par le déplacement du miroir mobile, donnant un interférogramme à partir duquel il est possible d'obtenir le spectre de réflexion de l'échantillon par transformée de Fourier. Le FTIR utilisé à l'ONERA est un Bruker Vertex 70v qui permet de mesurer les spectres de réflexion sous vide. Il possède également le module de réflexion A513 composé de deux miroirs mobiles qui permet de modifier l'incidence du faisceau incident entre 13° et 90° . L'angle d'incidence minimal est 13° à cause de l'encombrement des miroirs et les mesures n'iront pas au-delà de 70° pour que le diamètre du faisceau sur l'échantillon reste inférieur à la taille du réseau. En plus de la mesure de l'échantillon, une mesure de référence est réalisée avec un miroir d'or, ce qui permet d'en déduire la réflectivité de l'échantillon comme le rapport entre le spectre de l'échantillon et le spectre de la référence : $R = S_{\text{échantillon}}/S_{\text{référence}}$.

Caractérisation en émission

Un banc de caractérisation dédié à l'analyse spectrale et spatiale de l'émissivité a été développé dans le laboratoire ONDA au cours de ma thèse. Il est composé de trois parties : la source, le FTIR et le détecteur. Un schéma et une photo du montage sont visibles en figure 3.8(a-b).

L'échantillon est utilisé comme source externe pour le FTIR. Placé sur la plaque en cuivre d'un module thermo-électrique Peltier accordable en température, l'échantillon est chauffé à la température maximale de fonctionnement du module $T = 100^\circ\text{C}$ afin de maximiser le flux émis. L'émission de l'échantillon entre dans le FTIR Bruker Vertex 70v présenté pour la caractérisation en réflexion dont on va utiliser l'interféromètre de Michelson. Enfin, la partie détection est également externe au FTIR et placée à la sortie de l'interféromètre. Elle est composée d'une caméra infrarouge de très haute résolution (caméra HgCdTe SCORPIO, 640×512 , pas pixel $15 \mu\text{m}$, travaillant dans la bande II de l'infrarouge) utilisée avec une lentille de focale 50 mm . Un polariseur est ajouté entre la sortie du FTIR et la caméra afin de sélectionner l'émission TM.

Le FTIR est utilisé en mode "step-scan" : le miroir mobile de l'interféromètre de Michelson se déplace à des positions discrètes $d(t)$ et à chacune de ces positions $d(t)$, une image de

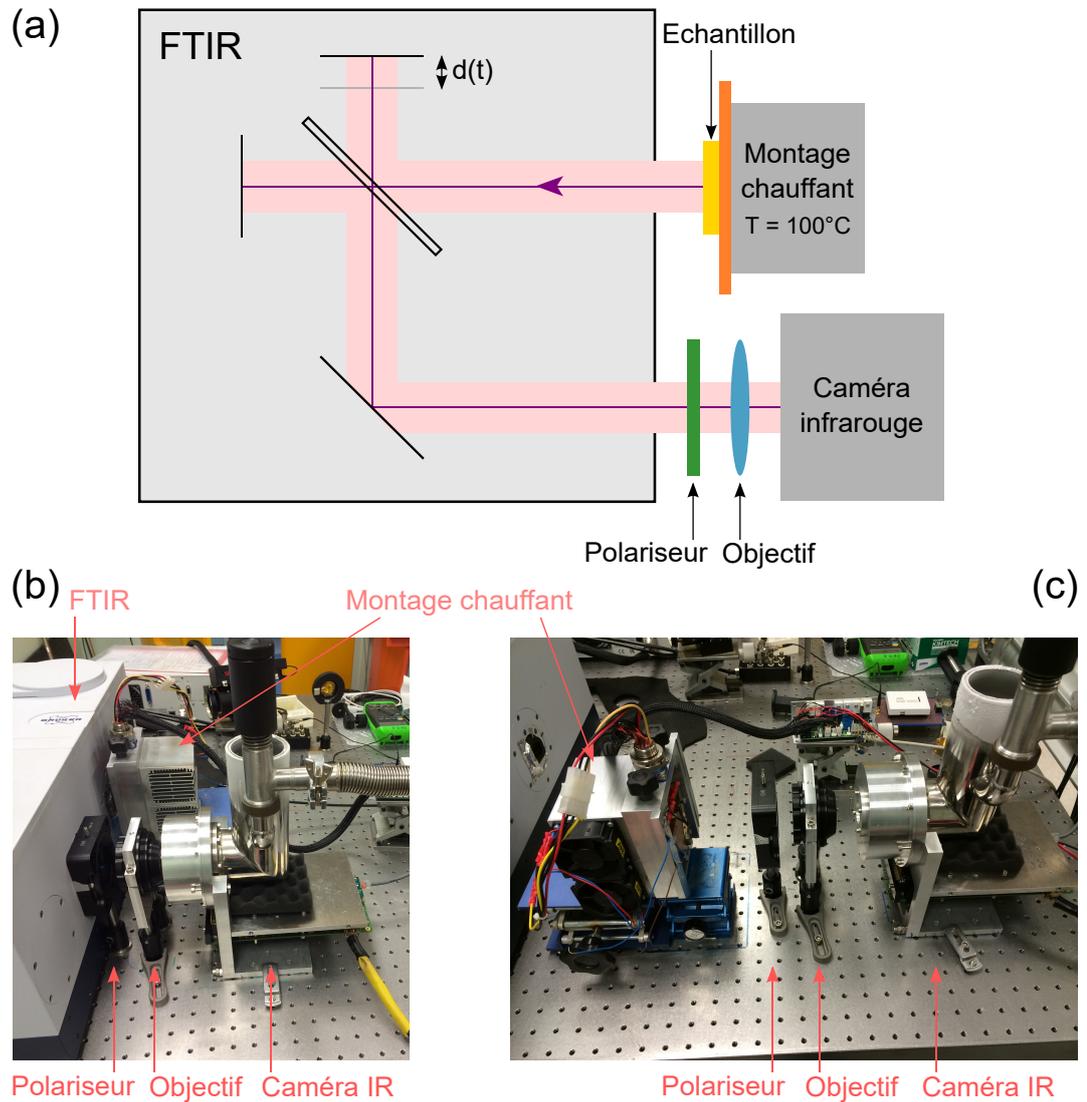


FIGURE 3.8 – (a) Schéma du montage expérimental pour la caractérisation spatiale et spectrale de l'émissivité. L'échantillon est chauffé à 100°C , son émission est analysée par le FTIR puis est imagée sur la caméra infrarouge utilisée avec une lentille. Un polariseur ajouté à la sortie du FTIR permet de sélectionner l'émission TM. (b) Image du montage complet. (c) Image de la configuration spatiale sans le FTIR : l'émission de l'échantillon chauffé est directement imagée sur la caméra infrarouge utilisée avec une lentille et un polariseur.

l'échantillon est enregistrée par la caméra infrarouge. A la fin de la mesure, on obtient un cube d'images de dimensions spatiales correspondant à la matrice de pixels utilisée sur la caméra (maximum 640×512 si on utilise tous les pixels, mais il est possible de n'en sélectionner qu'une partie, par exemple ici une zone de 180×180 pixels) et avec une troisième dimension correspondant à la taille de l'interférogramme. On a donc acquis pour chaque pixel à la position spatiale (x,y) un interférogramme. En appliquant sur chacun de ces pixels

une transformée de Fourier selon la méthode de Griffiths et Haseth²¹, on obtient le spectre d'émission de chaque pixel ainsi que des images d'émission de l'échantillon à chaque longueur d'onde λ entre 3 et 5 μm . Afin d'obtenir le spectre d'émissivité de l'échantillon, trois mesures de spectres sont réalisées : une de l'échantillon à $T = 100^\circ\text{C}$, une d'un corps noir à la même température $T = 100^\circ\text{C}$ qui servira de référence et une du fond que l'on soustrait aux deux mesures précédentes. L'émissivité peut alors s'écrire :

$$\varepsilon = \frac{S_{\text{échantillon}} - S_{\text{fond}}}{S_{\text{référence}} - S_{\text{fond}}} \quad (3.8)$$

Le banc peut également être utilisé sans le FTIR (figure 3.8(c)) afin d'imager directement l'émission de l'échantillon chauffé à $T = 100^\circ\text{C}$ sur la caméra infrarouge sans le passage à travers toutes les optiques du FTIR, nous permettant d'acquérir des images d'émission infrarouge de meilleure résolution.

Deux échantillons contenant chacun six réseaux de nano-antennes ont été fabriqués et caractérisés avec les méthodes décrites ci-dessous et les résultats expérimentaux ont été comparés aux résultats théoriques.

3.3 Etude expérimentale des propriétés des métasurfaces MIM

3.3.1 Contrôle de la longueur d'onde de résonance

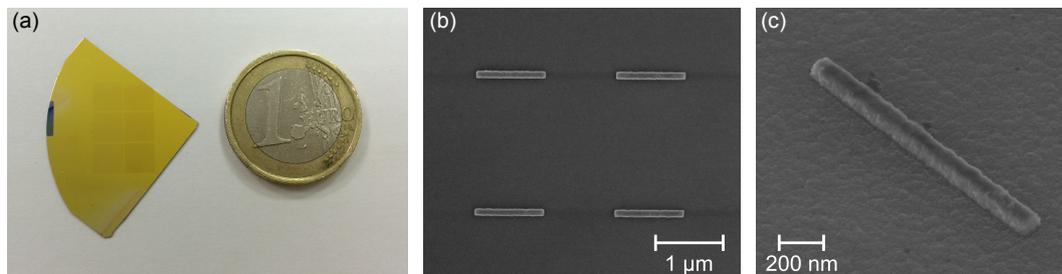


FIGURE 3.9 – (a) Photo visible de l'échantillon, on aperçoit les six réseaux par diffraction de la lumière due à la périodicité des motifs. (b-c) Images MEB de deux des six réseaux (b) $L = 1000$ nm, vue du dessus et (c) $L = 1200$ nm, vue tiltée.

L'échantillon présenté dans cette partie consiste en un quart de wafer 2" sur lequel se trouvent six réseaux de 5×5 mm², de période $d = 2$ μm de bâtonnets en or de largeur $w = 100$ nm, d'épaisseur $h_m = 50$ nm déposés sur une couche de silice d'épaisseur $h = 220$ nm. La longueur des bâtonnets est différente pour chacun des six réseaux : $L = 900, 1000, 1100, 1200, 1300$ et 1400 nm. Une image de l'échantillon est visible en figure 3.9(a) ainsi que deux images MEB de deux des six réseaux ($L = 1000$ nm et $L = 1200$ nm).

²¹GRIFFITHS et al., *Fourier transform infrared spectrometry*.

Réseau (#)	1	2	3	4	5	6
L (nm)	900	1000	1100	1200	1300	1400
λ_r (μm)	3.24	3.52	3.82	4.12	4.41	4.70

TABLEAU 3.1 – Longueurs d'onde de résonance des six réseaux

Etude en réflexion

Les spectres de réflectivité des six réseaux ont été mesurés au FTIR pour des angles d'incidence entre 13 et 70°. Ceux obtenus à 13° sont tracés en figure 3.10(a). On observe six absorptions totales entre 3 et 5 μm dont les longueurs d'onde de résonance sont notées dans le tableau 3.1.

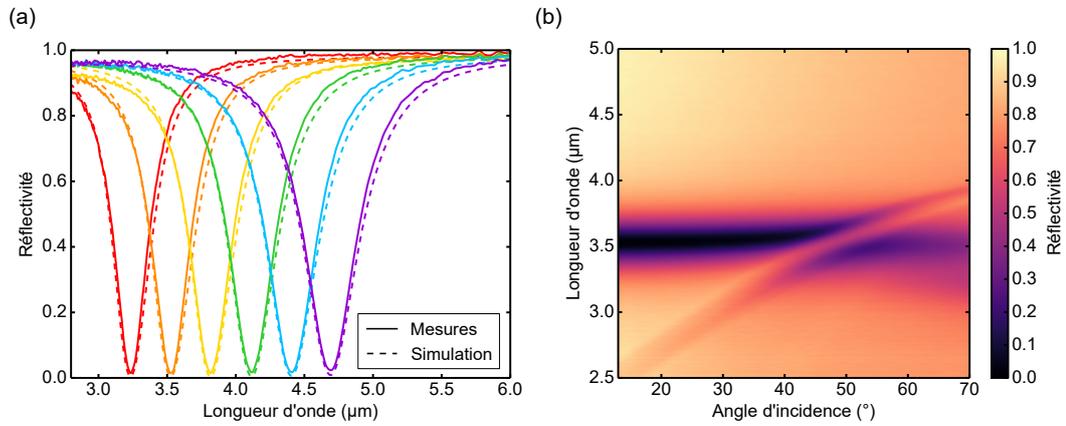


FIGURE 3.10 – (a) Spectres de réflectivité des six réseaux (traits continus) obtenus pour un angle d'incidence $\theta = 13^\circ$. On observe six résonances avec absorptions quasi-totales entre 3 et 5 μm dont la longueur L du bâtonnet fixe la longueur d'onde de résonance λ_r . En pointillés, sont tracés les spectres obtenus par simulation, on observe un très bon accord. (b) Carte de réflectivité expérimentale du réseau #2 ($L = 1000$ nm) pour des longueurs d'onde entre 2.5 et 5 μm et des angles d'incidence entre 13 et 70°. On observe une résonance à $\lambda_r = 3.52$ μm , tolérante jusqu'à 40°, perturbée par un ordre diffracté vers 50°.

On observe également un très bon accord avec les spectres de simulation. Ces derniers ont été obtenus avec le modèle de Drude de l'or utilisé précédemment (équation 3.3 avec $\lambda_p = 159$ nm et $\gamma = 0.0077$) et un indice du SiO_2 basé sur un modèle de Sellmeier²² :

$$n_{\text{SiO}_2}^2 = 1 + \frac{0.6961663\lambda^2}{\lambda^2 - 0.0684043^2} + \frac{0.4079426\lambda^2}{\lambda^2 - 0.1162414^2} + \frac{0.8974794\lambda^2}{\lambda^2 - 9.896161^2} \quad (3.9)$$

La figure 3.10(b) présente la carte de réflectivité d'un des six réseaux (#2 : $L = 1000$ nm) en fonction de l'angle d'incidence θ entre 13 et 70° et on observe comme attendu l'allure obtenue en partie 3.1.3. La résonance à 3.52 μm est tolérante jusqu'à 40° puis est perturbée par un ordre diffracté autour de 50°.

²²MALITSON, « Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica* ».

Etude en émission

On va maintenant s'intéresser à la réponse en émission de cet échantillon.

Imagerie infrarouge

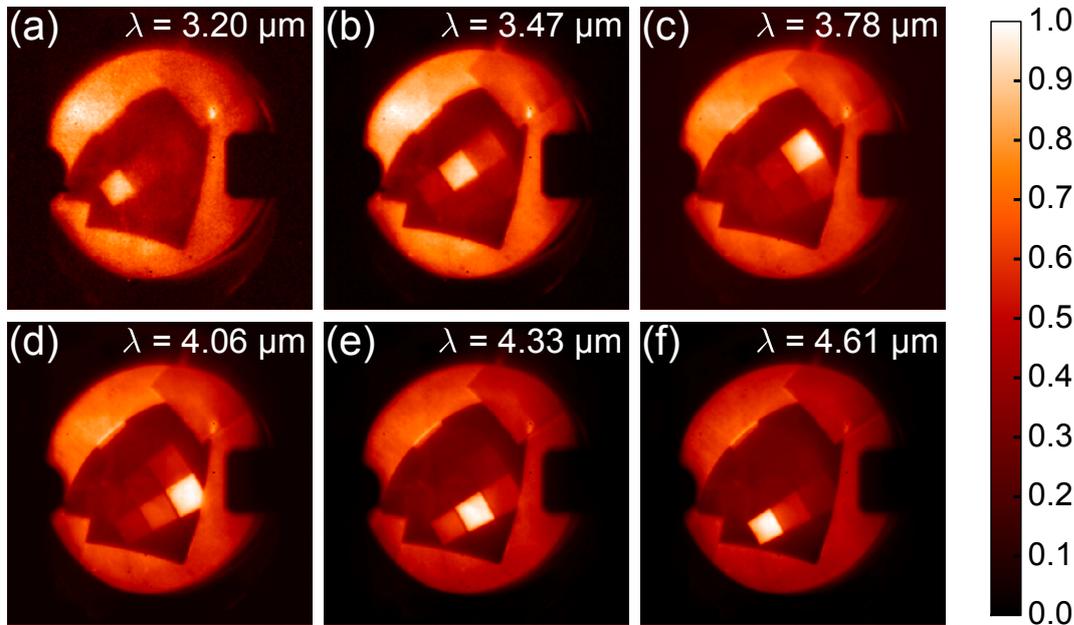


FIGURE 3.11 – (a)–(f) Images d'émission infrarouge de l'échantillon chauffé à 100°C à la longueur d'onde de résonance de chacun des six réseaux. Chaque image est normalisée par son maximum d'intensité.

Je présente ici les résultats obtenus avec le montage complet combinant le FTIR et la caméra infrarouge. L'échantillon est chauffé à 100°C. Son émission est analysée par le FTIR puis est imagée sur la caméra infrarouge, ce qui permet d'obtenir des images de l'émission infrarouge de chacun des six réseaux à n'importe quelle longueur d'onde. Les images obtenues aux longueurs d'onde de résonance des six réseaux sont représentées sur la figure 3.11. Chaque image a été normalisée par son maximum d'intensité. A chaque longueur d'onde de résonance λ_r , seulement un des six réseaux émet de la lumière tandis que les cinq autres ont une faible émission (celle de l'or simple), certains sont même indiscernables par rapport au fond. On a donc créé sur un même échantillon dans le même procédé technologique six émetteurs avec des réponses spectrales qui se recouvrent faiblement.

Caractérisation spectrale

On s'intéresse dans cette partie aux spectres d'émissivité obtenus avec le FTIR et montrés en figure 3.12 (traits continus). Chaque réseau possède sa propre émissivité quasi-unitaire dans la bande [3 - 5] μm , à la longueur d'onde λ_r qui correspond donc à une longueur d'antenne L . Ici une variation de L de 900 à 1400 nm correspond à une variation de λ_r de 3.20 à 4.61 μm . Les spectres d'absorption mesurés expérimentalement au FTIR sont également

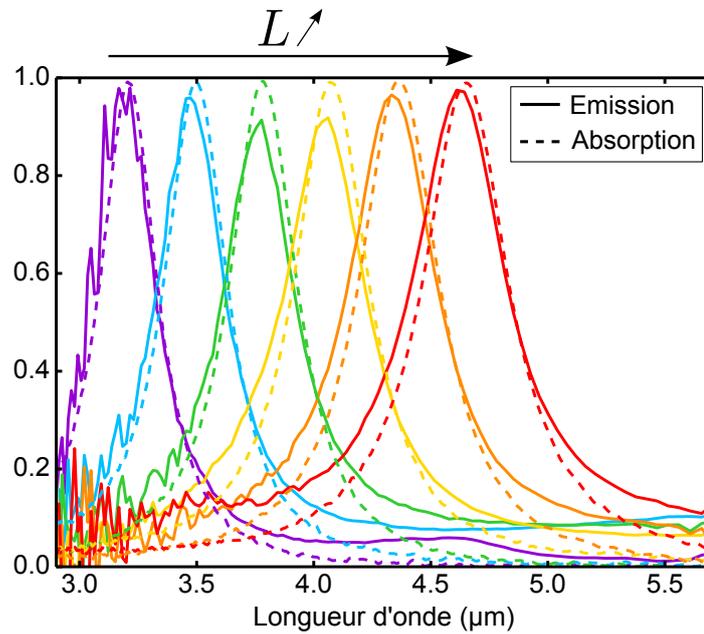


FIGURE 3.12 – Spectres d'émissivité expérimentaux des six réseaux (traits continus). La résonance varie de 3.20 à 4.61 μm avec à chaque fois un maximum d'émissivité unitaire. Les spectres d'absorption sont aussi tracés en pointillés et comme attendu selon la loi de Kirchhoff, ils sont égaux aux spectres d'émissivité.

affichés en pointillés et on observe un excellent accord entre absorption et émissivité, validant ainsi la loi de Kirchhoff.

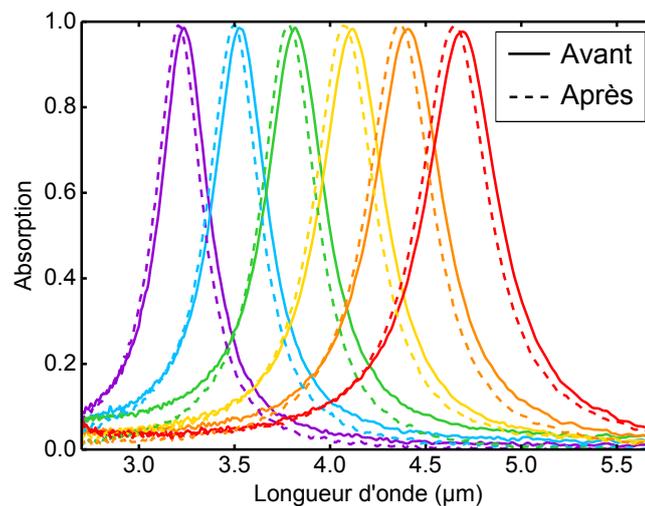


FIGURE 3.13 – Spectres d'absorption des six réseaux avant (traits continus) et après (traits pointillés) la caractérisation en émission et donc le chauffage de l'échantillon.

Les spectres d'absorption utilisés ici ne sont pas ceux étudiés précédemment dans la

partie 3.3.1. En effet, les mesures présentées auparavant ont été réalisées avant le chauffage de l'échantillon pour la caractérisation en émission et elles présentent un décalage $\Delta\lambda$ par rapport aux spectres d'émissivité. Les spectres d'absorption des six réseaux ont donc été remesurés au FTIR à température ambiante après les mesures chauffées en émission et on a observé un décalage vers les basses longueurs d'onde comme représenté dans la figure 3.13. Le chauffage de l'échantillon à 100°C pendant de nombreuses heures lors de la mesure en émission a dû modifier l'indice de la silice, décalant ainsi les longueurs d'onde de résonance. Les nouveaux spectres d'absorption sont en revanche parfaitement en accord avec les spectres d'émission comme le montre la figure 3.12.

Caractérisation spatiale

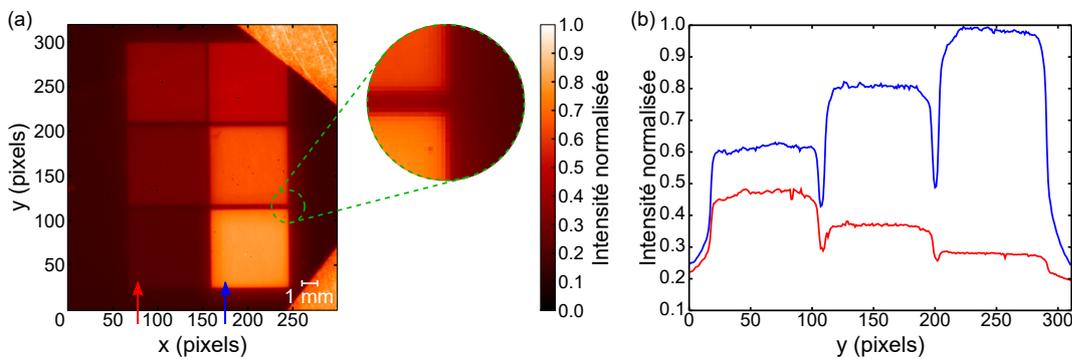


FIGURE 3.14 – (a) Image infrarouge de l'émission thermique de l'échantillon sur toute la bande [3 - 5] μm . L'insert montre un zoom d'une zone entre deux réseaux, mettant en évidence la résolution spatiale de l'émissivité. (b) Profils d'émission suivant y , aux positions x des flèches rouge et bleue, normalisés par le maximum d'émission.

Enfin, on s'intéresse aux caractéristiques spatiales de l'émission de l'échantillon. Pour cela, on utilise le banc de caractérisation sans le FTIR. L'échantillon est chauffé à 100°C et toute la lumière émise est imagée directement sur la caméra infrarouge couplée à une lentille et un polariseur. L'image obtenue est affichée en figure 3.14(a). On observe tout d'abord que l'image possède une très grande résolution et ne présente pas de distorsion par rapport aux images obtenues à chaque longueur d'onde de résonance après la traversée de toutes les optiques du FTIR. On remarque ensuite que même si leurs spectres d'émissivité mesurés précédemment (Fig. 3.12) étaient tous quasi-unitaires, ici les six réseaux présentent différents niveaux d'intensité. La zone émettant à 4.61 μm en bas à droite est la plus brillante tandis que la zone émettant à 3.20 μm est la plus sombre, mais toujours plus brillante que la partie de l'échantillon non structurée. Ces niveaux d'intensité sont plus encore plus distincts lorsque l'on trace les profils d'émission des six réseaux normalisés par le maximum d'émission du réseau #6 (Fig. 3.14(b)).

Ces niveaux d'intensité peuvent être expliqués par la loi de Planck. En effet, les luminances des six réseaux peuvent s'écrire de la manière suivante :

$$L(\lambda, T) = \varepsilon(\lambda)L^{CN}(\lambda, T) \quad (3.10)$$

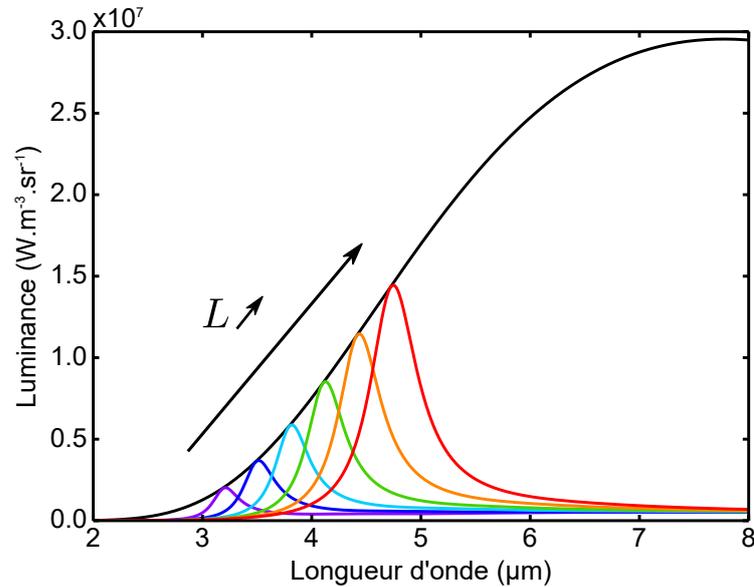


FIGURE 3.15 – Luminances théoriques des six réseaux et d'un corps noir à 100°C respectant la loi de Planck (courbe noire).

où $L^{CN}(\lambda, T)$ est la luminance du corps noir selon la loi de Planck et $\varepsilon(\lambda)$ les émissivités des réseaux. On a tracé sur la figure 3.15 la luminance théorique des six réseaux ainsi que celle d'un corps noir à la température $T = 100^\circ\text{C}$. Le maximum de luminance de ce corps noir est situé à $\lambda_r = 7.77 \mu\text{m}$, et les six luminances des réseaux dont les longueurs d'onde de résonance se situent à plus basses longueurs d'onde (entre 3 et 5 μm) se trouvent dans la partie croissante du corps noir dont elles suivent l'enveloppe. Ainsi, les six réseaux présentent différents niveaux d'intensité, contrôlés avec la longueur du bâtonnet.

L'analyse spectrale et spatiale de l'émission de cet échantillon a démontré la possibilité de créer des sources thermiques monochromatiques d'émissivité unitaire, juxtaposées sur une même surface et réalisées en même temps. Chauffées à la même température, elles présentent des luminances différentes, produisant une palette de niveaux d'intensité contrôlée par les dimensions des antennes.

3.3.2 Contrôle de l'amplitude de la résonance

L'échantillon présenté dans cette partie consiste en un quart de wafer sur lequel se trouvent six réseaux de $5 \times 5 \text{ mm}^2$ de période $d = 2 \mu\text{m}$ de bâtonnets en or de longueur $L = 1 \mu\text{m}$ et d'épaisseur $h_m = 50 \text{ nm}$ déposés sur une couche de silice d'épaisseur $h = 220 \text{ nm}$. La largeur des bâtonnets est différente pour chacun des six réseaux : $w = 100, 200, 300, 400, 500, 600 \text{ nm}$. Une image de l'échantillon est visible en figure 3.16(a) ainsi que deux images MEB de deux des six réseaux ($w = 200 \text{ nm}$ et $w = 500 \text{ nm}$).

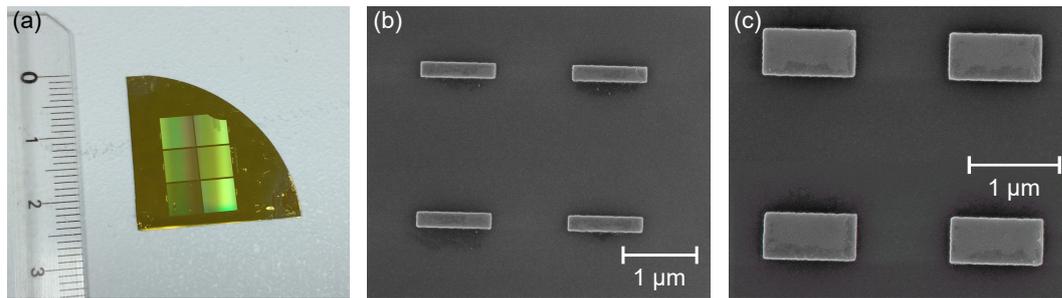


FIGURE 3.16 – (a) Photo visible de l'échantillon. (b-c) Images MEB de deux des six réseaux (b) $w = 200$ nm et (c) $w = 500$ nm.

Réseau (#)	1	2	3	4	5	6
w (nm)	100	200	300	400	500	600
λ_r (μm)	3.51	3.54	3.59	3.65	3.69	3.75
$A(\lambda_r)$ (%)	98.5	91.3	84.7	75.6	68.8	63.2
Q	10.2	9.4	8.4	8.0	7.4	7.0

TABLEAU 3.2 – Longueurs d'onde de résonance des six réseaux

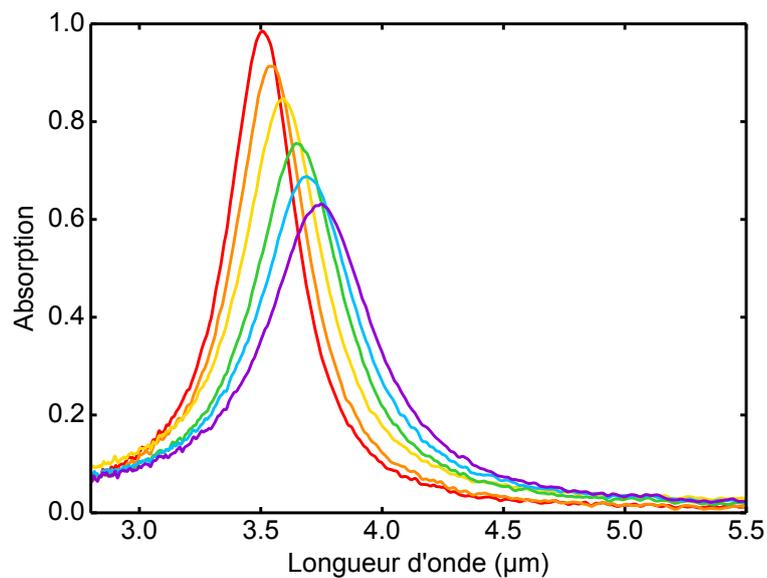


FIGURE 3.17 – Spectres d'absorption des six réseaux. Ils sont éclairés avec une onde incidente polarisée TM avec un angle d'incidence $\theta = 13^\circ$.

Etude en absorption

L'échantillon a tout d'abord été caractérisé en réflexion à l'aide du FTIR et les spectres d'absorption ($A = 1 - R$) pour un angle d'incidence de 13° sont présentés en figure 3.17. On observe, comme attendu, une absorption totale à $3.51 \mu\text{m}$ pour le réseau #1 ($w = 100$ nm) ainsi qu'une diminution de l'amplitude et du facteur de qualité au fur et à mesure de

l'augmentation de w (dont les valeurs sont notées dans le tableau 3.2).

Etude en émission

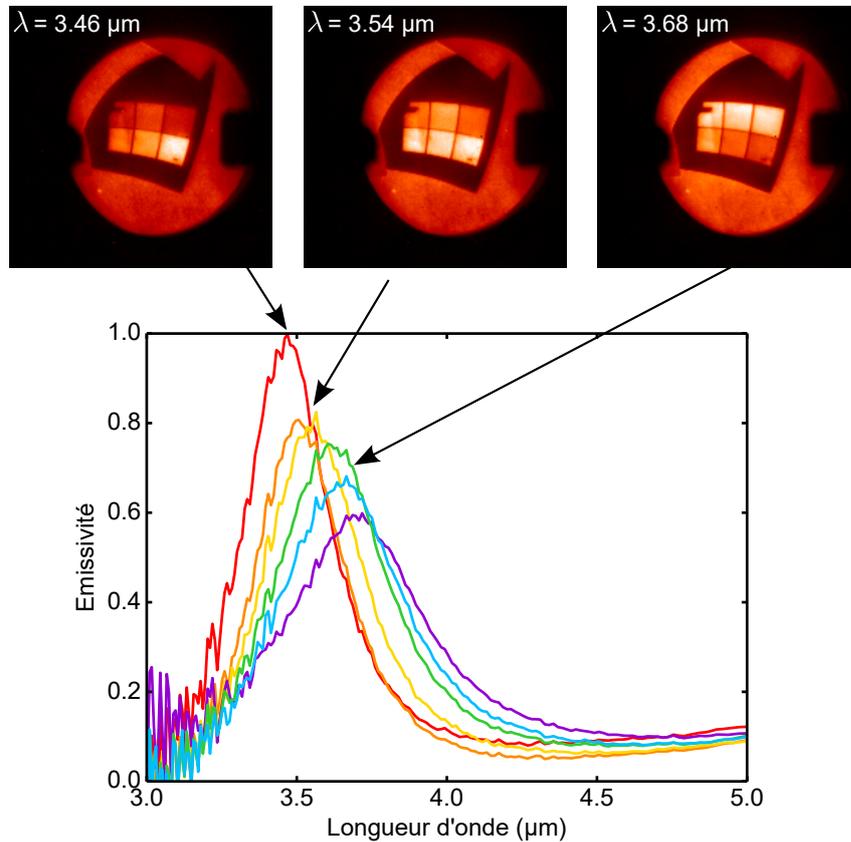


FIGURE 3.18 – Spectres d'émissivité expérimentaux des six réseaux et images infrarouges normalisées par le maximum d'émission, prises à trois longueurs d'onde différentes : 3.46, 3.54 et 3.68 μm . Plusieurs réseaux émettent à chacune de ces trois longueurs d'onde.

On analyse ensuite l'échantillon en émission avec le banc de caractérisation présenté précédemment. L'échantillon a tout d'abord été caractérisé avec le montage complet (FTIR et caméra infrarouge) afin d'obtenir les spectres d'émissivité et des images infrarouges pour chaque longueur d'onde de travail. La figure 3.18 présente les spectres d'émissivité des six réseaux et on note un très bon accord avec les spectres d'absorption : la loi de Kirchhoff est bien vérifiée. On a créé ici sur un même échantillon six émetteurs aux longueurs d'onde d'émission proches mais avec différentes amplitudes. On remarque sur les images infrarouges prises à 3.46, 3.54 et 3.68 μm que plusieurs réseaux émettent en même temps dû au recouvrement des résonances.

On caractérise ensuite spatialement l'échantillon. En analysant directement l'émission thermique de l'échantillon sur la caméra, on obtient l'image d'émission infrarouge visible en figure 3.19(a), de meilleure qualité que les imagerie présentées en figure 3.18. On note

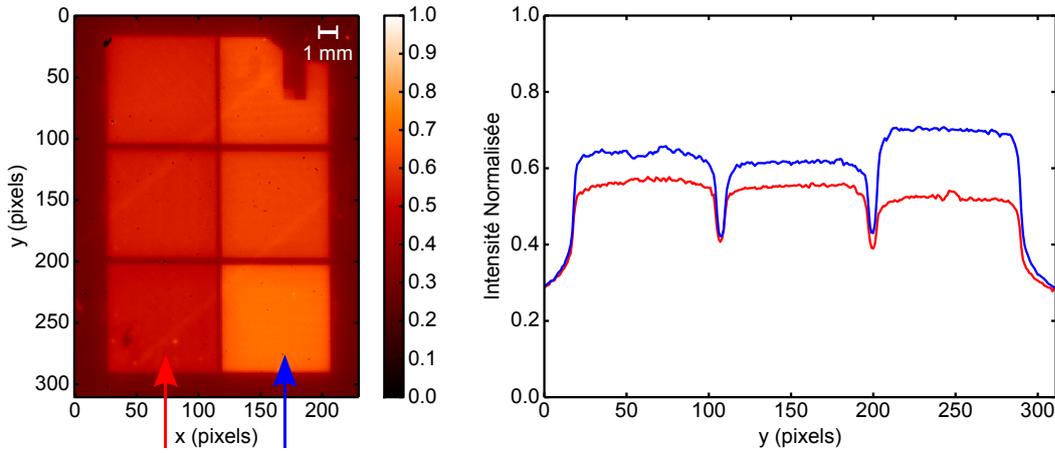


FIGURE 3.19 – (a) Image infrarouge de l'émission thermique de l'échantillon sur toute la bande $[3 - 5] \mu\text{m}$. (b) Profils d'émission suivant y , aux positions x des flèches rouge et bleue, normalisés par le maximum d'émission.

que les réseaux possèdent des niveaux d'intensité différents mais moins distincts que pour l'échantillon "six couleurs". En effet, comme remarqué sur les spectres d'émissivité, les longueurs d'onde des six réseaux sont très proches ($\Delta\lambda_r < 250 \text{ nm}$). Leur modulation par la loi de Planck à $T = 100 \text{ }^\circ\text{C}$ ne permet donc pas de créer des niveaux de luminances très différents. Ici, c'est principalement la différence d'amplitude de l'émissivité qui crée ces marches d'intensité.

En conclusion, grâce aux métasurfaces MIM, il est également possible de contrôler l'amplitude des émissivités avec la géométrie des antennes en se fixant à une longueur d'onde de résonance fixe.

3.4 Conclusion

Nous nous sommes intéressés dans ce chapitre aux métasurfaces d'antennes MIM basées sur la répétition périodique d'un motif à base d'antennes rectangulaires. L'utilisation de motifs rectangulaires et non carrés ou rubans comme étudiés auparavant par notre équipe^{23,24} présente deux avantages, le premier étant un temps d'insolation réduit. Comme on a pu le voir, la durée de l'insolation est proportionnelle à la surface à insoler et on gagne plus d'un facteur 10 en remplaçant les carrés par des rectangles. Le second avantage tient à l'encombrement stérique des antennes rectangulaires. En effet, comme la longueur d'onde de résonance est à peu près donnée par la relation $\lambda_r \sim 2nL$, pour travailler entre 3 et 5 μm avec de la silice ($n = 1.4$), cela correspond à des longueurs L entre 1 et 1.8 μm . Si les motifs sont carrés, ils remplissent une grande partie de chaque période et il n'est pas possible de réaliser des combinaisons d'antennes dans une même période, contrairement aux rectangles

²³KOECHLIN et al., « Total routing and absorption of photons in dual color plasmonic antennas ».

²⁴BOUCHON et al., « Wideband omnidirectional infrared absorber with a patchwork of plasmonic nanoantennas ».

comme on le verra dans le prochain chapitre. On notera que les métasurfaces MIM à motifs carrés ou en rubans étudiées par notre équipe étaient à base de sulfure de zinc ZnS d'indice $n = 2.2$. Les dimensions typiques des antennes étaient alors plus faibles, autorisant la combinaison d'antennes dans une même période²⁵.

A côté de ces deux atouts, nous avons démontré que ces métasurfaces MIM à antennes rectangulaires étaient de très bons candidats pour réaliser des sources thermiques plus étroites spectralement qu'un corps noir traditionnel. En jouant sur la géométrie de la nanostructuration, il devient possible de choisir la longueur d'onde d'émission tout en gardant une émissivité unitaire, mais également de faire varier les niveaux de luminance à une même longueur d'onde d'émission. Toutes ces propriétés ont été vérifiées expérimentalement suite à la fabrication d'échantillons en salle blanche et à la mise en place d'un banc de caractérisation spécialement dédié à la caractérisation spatiale et spectrale de l'émissivité. Des émetteurs possédant des réponses spectrales différentes ont ainsi été réalisés et juxtaposés sur une même surface au cours du même procédé technologique.

²⁵BOUCHON et al., « Wideband omnidirectional infrared absorber with a patchwork of plasmonic nanoantennas ».

Chapitre

4

Combinaison de nano-antennes pour une émission large bande

Sommaire

4.1 Concepts théoriques de la combinaison d'antennes MIM	51
4.1.1 La métasurface biMIM	51
4.1.2 Etude des couplages	53
4.2 Validation expérimentale	56
4.2.1 Echantillon biMIM	57
4.2.2 Echantillon quadriMIM	58
4.3 Conclusion	60

Nous avons étudié dans le chapitre précédent des métasurfaces d'antennes MIM basées sur une couche métallique nanostructurée par un réseau d'antennes rectangulaires. Dans chaque période sub-longueur d'onde se trouve un seul bâtonnet de longueur L , de largeur w permettant de contrôler les propriétés de la lumière émise (longueur d'onde, amplitude et polarisation). Ce bâtonnet occupe moins de 5% de la surface du pixel, on peut donc s'interroger sur l'influence sur la réponse spectrale d'un ajout d'antennes dans la même période. Nous allons donc dans ce chapitre nous intéresser à la combinaison de plusieurs antennes dans une même période sub-longueur d'onde et démontrer ainsi un élargissement de la bande d'émission.

4.1 Concepts théoriques de la combinaison d'antennes MIM

4.1.1 La métasurface biMIM

Comme dans le chapitre précédent, nous nous intéressons à des métasurfaces MIM en or et silice à base de nano-antennes rectangulaires que nous étudions dans la bande II de l'infrarouge (entre 3 et 5 μm). Considérons la métasurface représentée en figure 4.1(a). Elle est composée d'un miroir en or et d'une couche de silice (SiO_2) d'épaisseur h sur laquelle est déposé un réseau bi-périodique (période d) de bâtonnets rectangulaires en or. Dans chaque maille élémentaire de dimension $d \times d$ se trouvent deux antennes en or parallèles d'épaisseur h_m espacées de e , la première de longueur L_1 et de largeur w_1 et la deuxième de longueur L_2 et de largeur w_2 . Dans toute la suite, on nommera cette métasurface "biMIM".

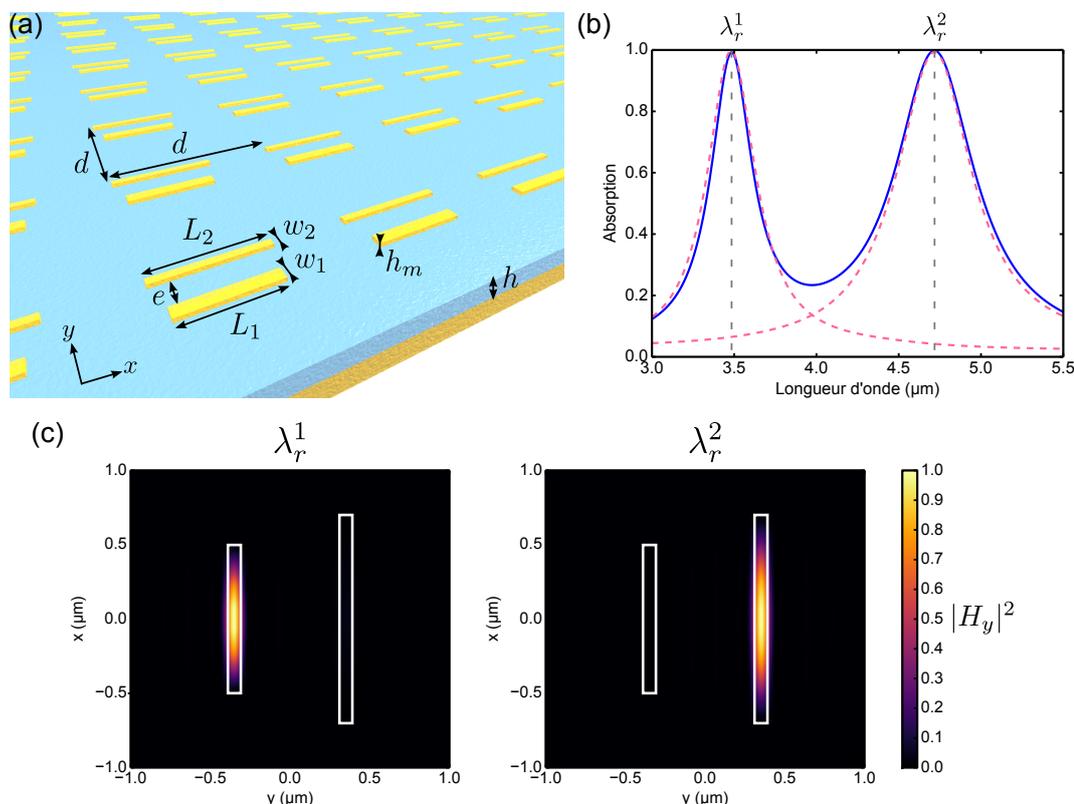


FIGURE 4.1 – (a) Schéma d’une métasurface biMIM, composée d’un miroir en or recouvert d’une couche de silice (SiO_2) d’épaisseur h . Au-dessus se trouve un réseau dont chaque période $d \times d$ contient deux antennes en or parallèles d’épaisseur h_m : (L_1, w_1) et (L_2, w_2) , espacées de e . (b) Spectre d’absorption de la métasurface biMIM aux dimensions suivantes : $d = 2 \mu\text{m}$, $L_1 = 1 \mu\text{m}$, $w_1 = 100 \text{ nm}$, $L_2 = 1.4 \mu\text{m}$, $w_2 = 100 \text{ nm}$, $h_m = 50 \text{ nm}$, $e = 600 \text{ nm}$, $h = 220 \text{ nm}$. En pointillés sont tracés les spectres d’absorption des métasurfaces MIM simples équivalentes. La réponse spectrale du biMIM présente deux pics de résonance aux longueurs d’onde de résonance de chaque structure MIM équivalente λ_r^1 et λ_r^2 . (c) Cartes du champ magnétique de la métasurface biMIM, aux deux longueurs d’onde de résonance : λ_r^1 et λ_r^2 . A chaque λ_r^i , le champ est concentré dans le bâtonnet de longueur L_i : on a un phénomène de tri de photons.

Il a été montré que la combinaison d’antennes MIM dans une même période^{1,2,3,4,5,6} menait à un élargissement de la bande d’absorption. En particulier, dans le cas où les antennes sont suffisamment éloignées l’une de l’autre pour éviter un couplage, le spectre d’absorption d’un biMIM présente deux pics de résonance aux longueurs d’onde de résonance de chaque

¹KOECHLIN et al., « Analytical description of subwavelength plasmonic MIM resonators and of their combination ».

²BOUCHON et al., « Wideband omnidirectional infrared absorber with a patchwork of plasmonic nanoantennas ».

³KOECHLIN et al., « Total routing and absorption of photons in dual color plasmonic antennas ».

⁴X. LIU et al., « Taming the blackbody with infrared metamaterials as selective thermal emitters ».

⁵CUI et al., « A thin film broadband absorber based on multi-sized nanoantennas ».

⁶CHENG et al., « Wide-angle polarization independent infrared broadband absorbers based on metallic multi-sized disk arrays ».

antenne MIM seule dans la même période d , notées λ_r^1 et λ_r^2 (Fig. 4.1(b)). En effet, les deux résonances Fabry-Pérot étant localisées sous chaque antenne, celles-ci agissent indépendamment l'une de l'autre. La réflectivité R du biMIM peut alors s'écrire comme le produit des réflectivités $R_1 \times R_2$ des MIM simples, que l'on peut expliquer à l'aide de probabilités d'absorption de photons. La probabilité pour un photon de ne pas être absorbé par le biMIM $R = (1 - A)$ est égale au produit des deux probabilités indépendantes R_1 et R_2 de ne pas être absorbé dans les métasurfaces MIM simples à un seul bâtonnet prises séparément : $R = R_1 \times R_2$ soit $A = 1 - (1 - A_1) \times (1 - A_2)$. Cette loi décrit le biMIM lorsqu'il n'y a pas de couplage, c'est-à-dire lorsque les antennes sont suffisamment espacées et que leurs longueurs d'onde résonance λ_r^1 et λ_r^2 sont suffisamment éloignées spectralement. La figure 4.1(c) présente les cartes du champ magnétique $|H_y|^2$ dans le biMIM à chacune de ses longueurs d'onde de résonance λ_r^1 et λ_r^2 et confirme la localisation des résonances Fabry-Pérot. On remarque qu'à chaque λ_r^i , le champ magnétique est confiné dans le bâtonnet de longueur L_i . Finalement ici, les deux antennes sont découplées, chaque résonance est localisée sous une antenne : celle à λ_r^1 sous l'antenne de longueur L_1 et celle à λ_r^2 sous l'antenne de longueur L_2 . On observe alors un phénomène de tri de photons.

4.1.2 Etude des couplages

Afin de dimensionner au mieux nos émetteurs large bande, nous cherchons à étudier les couplages liés à la combinaison des paramètres et les solutions possibles pour les compenser. Nous allons en particulier nous intéresser à l'espacement entre les deux antennes e et à leur différence de longueurs $\Delta L = L_2 - L_1$. Nous comparons ces résonateurs d'absorption A_{biMIM} avec les deux résonateurs MIM simples d'absorptions A_1 et A_2 dont l'absorption du biMIM équivalent est donnée par la formule $A_{\text{eq}} = 1 - (1 - A_1) \times (1 - A_2)$.

Espacement entre les antennes

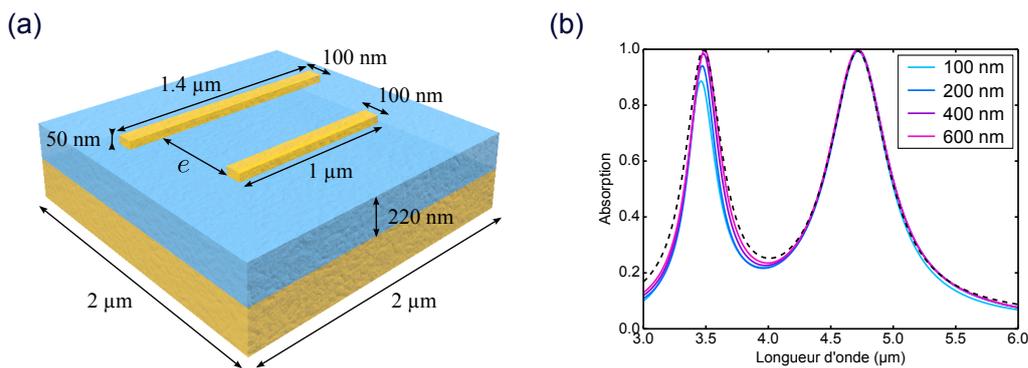


FIGURE 4.2 – (a) Schéma du biMIM considéré. (b) Spectres d'absorption du biMIM pour quatre valeurs de l'espacement e entre les deux antennes : $e = 100, 200, 400$ et 600 nm. L'absorption déduite de la réponse des deux MIM équivalents est tracée en pointillés.

On étudie tout d'abord l'influence de l'espacement e entre les bâtonnets sur la réponse

spectrale et on cherche la valeur à partir de laquelle le couplage entre les antennes du biMIM apparaît. On considère un biMIM de période $d = 2 \mu\text{m}$ composé de deux antennes de dimensions $L_1 = 1 \mu\text{m}$ et $L_2 = 1.4 \mu\text{m}$, de même largeur $w_1 = w_2 = 100 \text{ nm}$ et d'épaisseur $h_m = 50 \text{ nm}$, sur une couche de silice SiO_2 d'indice $n = 1.4$ et d'épaisseur $h = 220 \text{ nm}$, présenté en figure 4.2(a). La figure 4.2(b) présente les spectres d'absorption du biMIM pour quatre valeurs de l'espacement $e = 100, 200, 400$ et 600 nm , ainsi que le spectre des structures MIM équivalentes qui résonnent à $\lambda_r^1 = 3.48 \mu\text{m}$ et $\lambda_r^2 = 4.72 \mu\text{m}$. On remarque tout d'abord que l'espacement e n'a que très peu d'influence sur la résonance à λ_r^2 : la valeur de λ_r^2 et son amplitude sont les mêmes quel que soit e . En revanche, il a une influence sur la résonance à λ_r^1 dont l'amplitude du pic diminue lorsque e est inférieur à 200 nm , mais dont la position spectrale varie peu. Plus la distance entre les antennes est faible, plus l'absorption à λ_r^1 décroît (elle est par exemple de 87% lorsque $e = 100 \text{ nm}$, au lieu des quasi 100% attendus) et donc plus le couplage est fort.

Différence de longueur entre les deux antennes

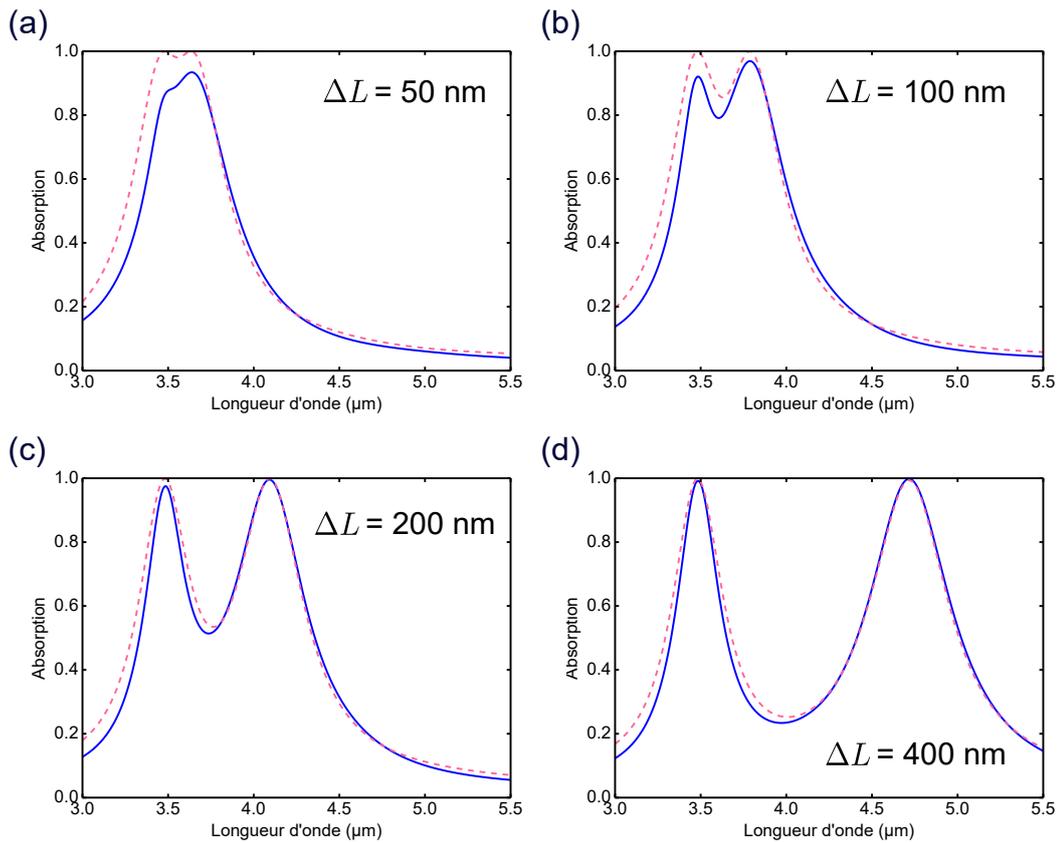


FIGURE 4.3 – Influence de la différence de longueurs ΔL entre les deux antennes à un espacement fixe ($e = 600 \text{ nm}$), en bleu la réponse de la structure biMIM et en rose pointillés celle déduite de la réponse des deux MIM simples. (a) $\Delta L = 50 \text{ nm}$, (b) $\Delta L = 100 \text{ nm}$, (c) $\Delta L = 200 \text{ nm}$, (d) $\Delta L = 400 \text{ nm}$.

On s'intéresse maintenant à l'influence de la longueur des antennes et en particulier à la différence entre les deux longueurs $\Delta L = L_2 - L_1$ (en considérant L_2 supérieure à L_1). La distance entre les antennes est fixée à $e = 600$ nm pour éviter tout couplage lié à leur proximité. La longueur d'une des deux antennes est fixée à $L_1 = 1$ μm et l'autre longueur L_2 varie entre 1.05 et 1.4 μm soit une variation ΔL entre 50 et 400 nm. La figure 4.3 montre les spectres d'absorption du biMIM pour quatre configurations de ΔL : 50, 100, 200 et 400 nm. On remarque que lorsque ΔL est suffisamment grand ($\Delta L > 200$ nm), comme sur la figure 4.3(d), et donc lorsque l'écart entre les longueurs d'onde de résonance $\Delta\lambda_r = \lambda_r^2 - \lambda_r^1$ est grand ($\Delta\lambda_r > 0.6$ μm), la réponse spectrale du biMIM est égale à celle déduite des MIM simples équivalents et aucun couplage n'est présent dans ce cas. En revanche, pour des valeurs ΔL inférieures à 200 nm, et donc pour des longueurs d'onde de résonance λ_r^1 et λ_r^2 proches spectralement, la réponse spectrale du biMIM s'éloigne de celle des MIM simples et on a apparition d'un couplage. Pour $\Delta L = 100$ nm (Fig. 4.3(b) et donc $\Delta\lambda_r = 310$ nm), les deux spectres d'absorption présentent des pics aux mêmes longueurs d'onde de résonance mais avec une différence d'amplitude, qui est plus importante à λ_r^1 qu'à λ_r^2 . Ce couplage devient de plus en plus fort lorsque ΔL diminue et donc lorsque les résonances se rapprochent. La figure 4.3(a) présente le cas $\Delta L = 50$ nm soit un écart $\Delta\lambda_r = 150$ nm et on observe que les pics se confondent presque à cause de la présence d'un couplage fort.

Compensation du couplage

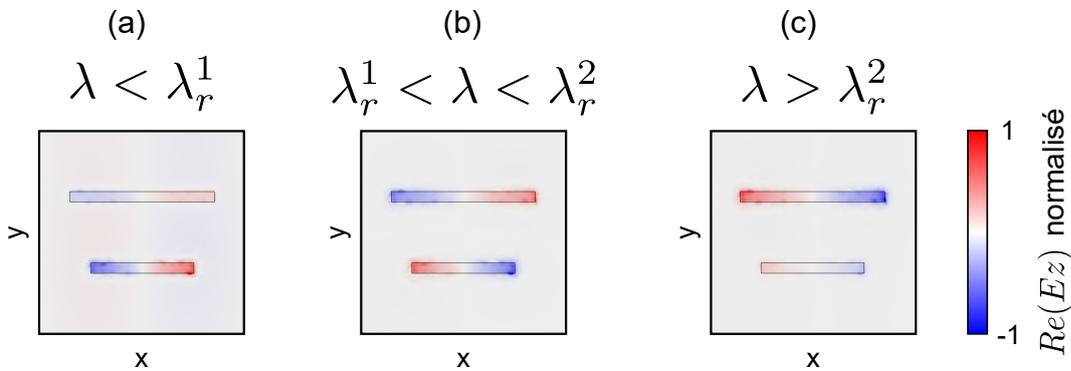


FIGURE 4.4 – Partie réelle de la composante E_z du champ électrique au niveau de la surface supérieure de l'antenne (a) pour $\lambda < \lambda_r^1$, (b) pour $\lambda_r^1 < \lambda < \lambda_r^2$ et (c) pour $\lambda > \lambda_r^2$. Le signe du champ donne la distribution des charges dans l'antenne.

Les couplages constatés précédemment lorsque les antennes sont proches spatialement ou spectralement proviennent d'interférences destructives entre les champs rayonnés par chacune des antennes⁷. Le champ rayonné par un résonateur tel qu'une antenne MIM simple est en phase avec le champ incident pour des longueurs d'onde λ inférieures à la longueur d'onde de résonance λ_r tandis qu'il est en opposition de phase pour des longueurs d'onde supérieures. Pour un biMIM de longueurs d'onde de résonance λ_r^1 et λ_r^2 avec $\lambda_r^1 < \lambda_r^2$, les antennes sont en phase pour $\lambda < \lambda_r^1$ et $\lambda > \lambda_r^2$ mais dans la zone spectrale entre λ_r^1 et λ_r^2 , ces

⁷LÉVESQUE, « Conception de micro-optiques par structuration sub-longueur d'onde ».

dernières sont en opposition de phase, menant ainsi à des interférences destructives entre les champs rayonnés. Afin de vérifier cela, on considère la combinaison de deux antennes $L_1 = 1 \mu\text{m}$ et $L_2 = 1.4 \mu\text{m}$ de même largeur $w = 100 \text{ nm}$, espacées de $e = 600 \text{ nm}$ dans la même période $d = 2 \mu\text{m}$. Ce biMIM résonne à λ_r^1 et λ_r^2 avec $\lambda_r^1 < \lambda_r^2$. Les cartes de distribution des charges au niveau de la surface supérieure des antennes en or sont données sur la figure 4.4 pour trois cas : $\lambda < \lambda_r^1$, $\lambda_r^1 < \lambda < \lambda_r^2$ et $\lambda > \lambda_r^2$. Ces cartes sont obtenues en considérant la composante E_z du champ électrique dans le plan (xy) au niveau de la surface supérieure des antennes. Le signe du champ donne alors la distribution des charges dans l'antenne. On remarque que les charges de même signe sont aux mêmes extrémités des antennes lorsque $\lambda < \lambda_r^1$ et $\lambda > \lambda_r^2$: elles sont en phase. En revanche, dans la zone entre λ_r^1 et λ_r^2 , les distributions sont en opposition de phase.

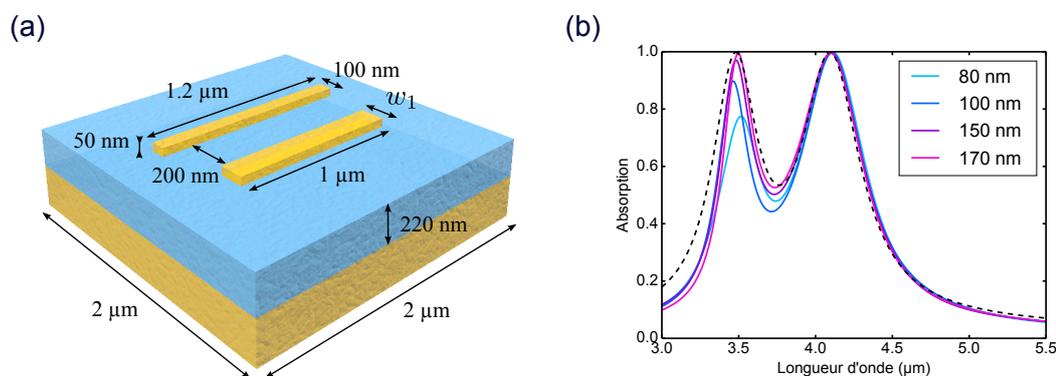


FIGURE 4.5 – (a) Schéma du biMIM considéré. (b) Spectres d'absorption du biMIM pour quatre valeurs de la largeur w_1 : $w_1 = 80, 100, 150, 170 \text{ nm}$. L'absorption déduite de la réponse des deux MIM équivalents est tracée en pointillés.

Il est possible de compenser les effets de ce couplage à l'aide de la largeur des bâtonnets et donc de modifier les conditions d'interférences. On considère un biMIM composé de deux bâtonnets $L_1 = 1 \mu\text{m}$ et $L_2 = 1.2 \mu\text{m}$, de largeur w_1 et w_2 , espacés de $e = 200 \text{ nm}$ (Fig. 4.5(a)). La figure 4.5(b) montre l'influence de w_1 sur la réponse spectrale, lorsque w_2 est fixée à 100 nm . Lorsque $w_1 = w_2 = 100 \text{ nm}$, on observe la présence d'un couplage qui diminue l'amplitude du pic à λ_r^1 ($A(\lambda_r^1) = 90\%$). En augmentant w_1 on arrive à obtenir une annulation de la réflectivité à λ_r^1 ($A(\lambda_r^1) = 99.5\%$ pour $w_1 = 170 \text{ nm}$). Pour chaque biMIM présentant un couplage dû à une proximité spatiale ou spectrale des antennes, il est possible de trouver une valeur de largeur d'antenne w_1 permettant de compenser les effets du couplage. Cela revient à introduire un terme de phase sur le bâtonnet le moins long.

4.2 Validation expérimentale

Deux échantillons ont été réalisés en salle blanche afin de démontrer l'émission large bande due à la combinaison d'antennes MIM dans une même période. Le procédé de fabrication des métasurfaces est le même que dans le chapitre précédent. Tout d'abord, une couche de 200 nm d'or est déposée sur un wafer en silicium par évaporation, puis une couche de SiO_2 d'épaisseur $h = 220 \text{ nm}$ par pulvérisation. Ensuite, une résine positive PMMA A5

est déposée à la tournette et le motif souhaité est dessiné par lithographie électronique. Enfin, après le développement de la résine, une couche d'or d'épaisseur $h_m = 50$ nm est déposée et un lift-off dans du trichloroéthylène est réalisé.

Les deux échantillons fabriqués sont des réseaux composés de combinaisons de bâtonnets : un "biMIM" avec deux antennes par période, puis un "quadriMIM" avec quatre antennes par période.

4.2.1 Echantillon biMIM

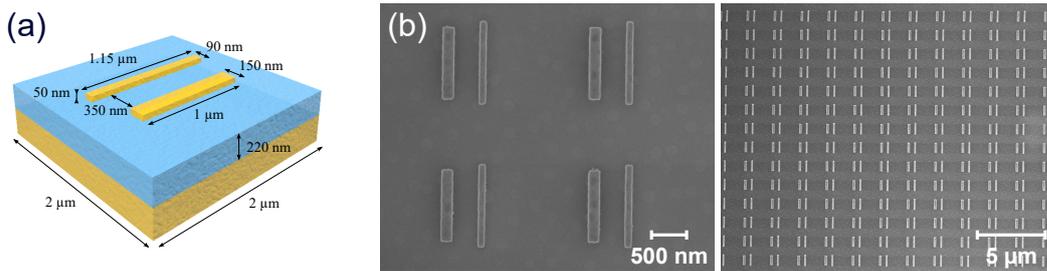


FIGURE 4.6 – (a) Schéma d'une maille élémentaire de la métasurface biMIM. Les dimensions indiquées sont celles de l'échantillon réalisé. (b) Images MEB de l'échantillon.

L'échantillon biMIM consiste en un réseau de période $d = 2$ μm dans lequel se trouve une combinaison de deux bâtonnets en or espacés de $e = 350$ nm dans chaque période. Ces deux bâtonnets d'épaisseur $h_m = 50$ nm ont des longueurs et largeurs différentes : ($L_1 = 1000$ nm, $w_1 = 150$ nm) et ($L_2 = 1150$ nm, $w_2 = 90$ nm). La couche de silice a une épaisseur $h = 220$ nm. La figure 4.6 présente une maille élémentaire du biMIM ainsi que deux images MEB de l'échantillon. Comme étudié juste avant, la longueur de chaque antenne permet de fixer la longueur d'onde de résonance des deux pics tandis que leur largeur permet d'ajuster l'amplitude des pics.

Absorption

La réflectivité de cet échantillon a été mesurée au FTIR entre 3 et 5 μm pour une lumière incidente polarisée TM avec des angles d'incidence variant entre 13 et 70°. Le spectre d'absorption de l'échantillon à $\theta = 13^\circ$ est présenté en figure 4.7(a). On observe deux pics de résonance qui dépassent les 85% : 98.8% à $\lambda_r^1 = 3.47$ μm et 87.0% à $\lambda_r^2 = 3.92$ μm . Le spectre d'absorption obtenu par simulation est également tracé en pointillés et un très bon accord entre la mesure et la simulation est trouvé. On note ici la présence d'un couplage entre les antennes avec un pic à λ_r^2 plus bas que celui de la structure MIM simple équivalente qui présente une absorption totale à λ_r^2 .

On a montré dans le chapitre précédent que l'absorption à λ_r d'une métasurface d'antennes MIM était omnidirectionnelle mais pouvait être perturbée par l'ordre diffracté -1 à partir d'un angle θ_d tel que $\sin \theta_d = \frac{\lambda_r}{d} - 1$. On vérifie ces propriétés ici pour le biMIM. La figure 4.7(b) présente la carte de réflectivité expérimentale du réseau pour des longueurs d'onde λ entre 3 et 5 μm et des angles d'incidence θ entre 13 et 70°. Les deux résonances

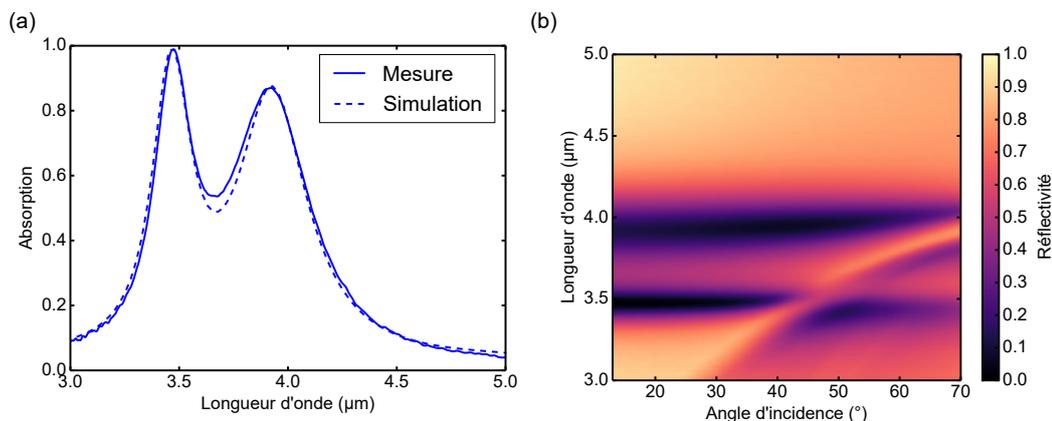


FIGURE 4.7 – (a) Spectre d’absorption expérimental du biMIM ($L_1 = 1000$ nm, $w_1 = 150$ nm) et ($L_2 = 1150$ nm, $w_2 = 90$ nm) pour une onde incidente polarisée TM avec un angle incident de 13° . Le spectre d’absorption obtenu par simulation est tracé en pointillés et montre un très bon accord avec la mesure. (b) Carte de réflectivité expérimentale du biMIM pour des longueurs d’onde entre 3 et 5 μm et des angles d’incidence entre 13 et 70° . On observe deux résonances à $\lambda_r^1 = 3.47$ μm et $\lambda_r^2 = 3.92$ μm , celle à λ_r^1 est perturbée par le premier ordre diffracté à partir de 40° .

apparaissent comme indépendantes de l’angle d’incidence jusqu’à l’angle $\theta = 40^\circ$, à partir duquel apparaît le premier ordre diffracté perturbant la résonance à λ_r^1 . En revanche, la résonance à λ_r^2 n’est pas perturbée par cet ordre et reste indépendante de l’angle d’incidence jusqu’à 70° ($\theta_d^2 = 74^\circ$). La structure biMIM est donc un absorbant large bande et omnidirectionnel.

Emission

L’échantillon a ensuite été caractérisé en émission grâce au banc d’analyse dédié présenté dans le chapitre précédent. L’échantillon est chauffé à 100°C et l’utilisation combinée du FTIR et de la caméra infrarouge permet d’obtenir son spectre d’émissivité, tracé en figure 4.8. On observe deux pics d’émission à $\lambda_r^1 = 3.44$ μm (98.3%) et $\lambda_r^2 = 3.89$ μm (85.8%). L’émission est plus large que pour une métasurface MIM simple, avec une émissivité supérieure à 60% sur une bande spectrale de 680 nm. En comparaison, une métasurface MIM simple émettant à $\lambda_r = 3.5$ μm possède une émissivité supérieure à 60% sur une bande de seulement 260 nm, soit 2.5 fois plus fine que le biMIM. Les spectres d’absorption sont également tracés en pointillés sur la figure et on observe un très bon accord avec les spectres d’émission. Le léger décalage spectral est dû au chauffage prolongé de l’échantillon à 100°C .

4.2.2 Echantillon quadriMIM

On étudie maintenant un réseau présentant quatre antennes par période, que l’on appelle quadriMIM. Il consiste en un réseau de période $d = 2$ μm dont la maille élémentaire contient quatre antennes en or parallèles espacées de $e = 350$ nm. Les bâtonnets possèdent la même épaisseur $h_m = 50$ nm mais présentent des longueurs et largeurs différentes : ($L_1 = 850$ nm,

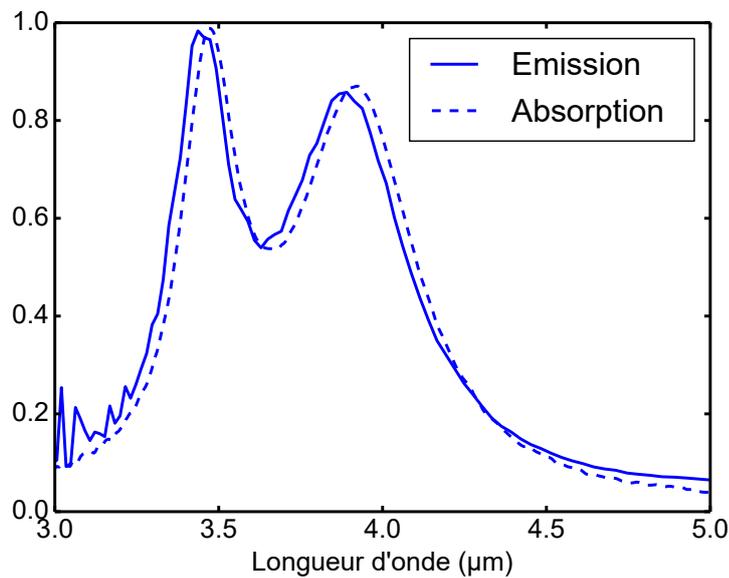


FIGURE 4.8 – Spectre d'émissivité expérimental du biMIM. Il présente deux pics d'émission à $\lambda_r^1 = 3.44 \mu\text{m}$ et $\lambda_r^2 = 3.89 \mu\text{m}$. Les spectres d'absorption sont tracés en pointillés et comme attendu selon la loi de Kirchhoff, ils sont égaux aux spectres d'émissivité.

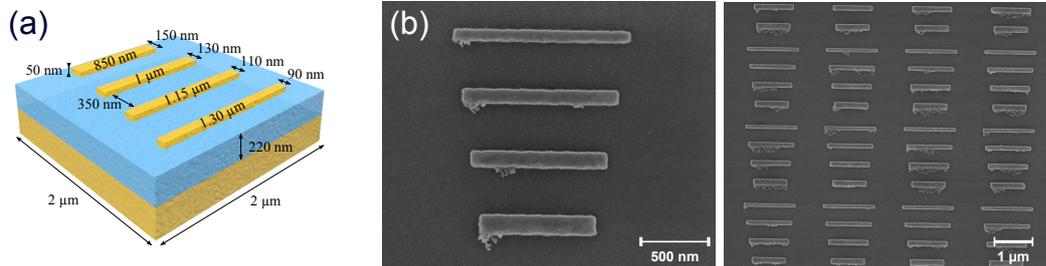


FIGURE 4.9 – (a) Schéma d'une maille élémentaire de la métasurface quadriMIM. Les dimensions indiquées sont celles de l'échantillon réalisé. (b) Images MEB de l'échantillon.

$w_1 = 150 \text{ nm}$), ($L_2 = 1000 \text{ nm}$, $w_2 = 130 \text{ nm}$), ($L_3 = 1150 \text{ nm}$, $w_3 = 110 \text{ nm}$) et ($L_4 = 1300 \text{ nm}$, $w_4 = 90 \text{ nm}$). La couche de silice a une épaisseur $h = 220 \text{ nm}$. Les longueurs des antennes ont été sélectionnées pour avoir quatre longueurs d'onde de résonance balayant la bande $[3 - 5] \mu\text{m}$ et leurs largeurs ont été choisies pour compenser le couplage entre les antennes et maximiser l'absorption/émission. Un schéma de la maille élémentaire est présenté en figure 4.9 ainsi que deux images MEB.

L'échantillon a été analysé en réflexion puis en émission. Les spectres obtenus sont affichés en figure 4.10(a). Le spectre d'absorption, en pointillés, est obtenu grâce au FTIR pour une onde incidente polarisée TM avec un angle incident $\theta = 13^\circ$ et le spectre d'émissivité, en traits continus, a été acquis grâce au montage basé sur une caméra infrarouge et le FTIR.

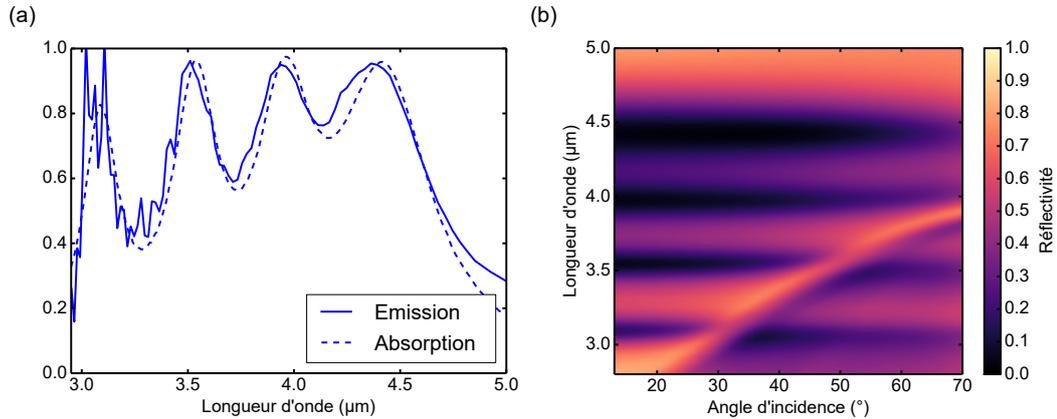


FIGURE 4.10 – (a) Spectres d'absorption et d'émission expérimentaux du quadriMIM. On observe quatre pics de résonance avec une absorption/émission supérieure à 80%. (b) Carte de réflectivité expérimentale du quadriMIM pour des longueurs d'onde entre 3 et 5 μm et des angles d'incidence entre 13 et 70°.

On observe un très bon accord entre les deux spectres. Le quadriMIM présente quatre pics de résonance entre 3 et 4.5 μm avec une absorption/émission supérieure à 80% : $\lambda_r^1 = 3.06$ μm, $\lambda_r^2 = 3.51$ μm, $\lambda_r^3 = 3.94$ μm et $\lambda_r^4 = 4.36$ μm. Chaque antenne émet donc avec une émissivité de plus de 80% à sa longueur d'onde de résonance tandis que la structure complète possède une émissivité de plus de 70% sur une large bande spectrale de 1.5 μm. La carte de réflectivité expérimentale du quadriMIM, mesurée au FTIR, est affichée en figure 4.10(b). On distingue bien les quatre résonances, ainsi que l'ordre diffracté -1 qui vient perturber les résonances à λ_r^1 vers 25° et à λ_r^2 vers 40°. Les deux autres résonances à λ_r^3 et λ_r^4 sont indépendantes de l'angle d'incidence, car les longueurs d'onde de résonance sont plus grandes que la période. La structure quadriMIM est donc un émetteur infrarouge large bande et omnidirectionnel.

4.3 Conclusion

Nous avons démontré que la combinaison d'antennes MIM dans une même période permet d'élargir la réponse spectrale et d'obtenir des émetteurs infrarouges large bande et omnidirectionnels. La largeur spectrale est contrôlée par le nombre d'antennes dans chaque période et leurs dimensions et leur espacement permettent de fixer les résonances et d'éviter d'éventuels couplages, qui abaissent le niveau d'émissivité des pics. Deux émetteurs large bande à base d'une combinaison de deux et quatre antennes ont été démontrés expérimentalement. A l'aide de métasurfaces MIM, il est également possible de concevoir un émetteur plus large bande sur la bande II de l'infrarouge, en combinant encore plus d'antennes dans la même période sub-longueur d'onde, avec des longueurs successives proches de façon à obtenir un plateau unitaire d'émissivité avec des pics moins marqués (appelé spectre "top hat"). De par l'utilisation d'antennes rectangulaires et non carrées ou en rubans, le nombre d'antennes par période est maximisé et peut atteindre la quinzaine d'antennes avec des longueurs différentes dans les deux polarisations. Finalement, l'antenne MIM est une brique élémentaire pour la

modulation spectrale et en polarisation de l'émissivité. On souhaite maintenant démontrer qu'une modulation spatiale est possible et ce, à très petite échelle.

Chapitre

5

Construction d'une métasurface organisée

Sommaire

5.1 Codage d'une image multispectrale	64
5.1.1 Définition des antennes	64
5.1.2 Conversion des données de l'image	65
5.1.3 Caractérisation de la métasurface	65
5.2 Codage d'images multispectrales polarisées	67
5.2.1 Principe du codage	67
5.2.2 Caractérisation de la métasurface	68
5.3 Conclusion et perspectives	69

Les métasurfaces d'antennes MIM étudiées dans le chapitre précédent permettent de réaliser des émetteurs thermiques de grande efficacité possédant une réponse spectrale dont on peut contrôler la longueur d'onde d'émission et qui est plus étroite que l'émission d'un corps noir décrite par la loi de Planck. Nous avons également démontré qu'il était possible de juxtaposer plusieurs sources thermiques avec des réponses spectrales différentes sur une même surface. En particulier, six émetteurs thermiques de taille millimétrique ont été réalisés sur un même échantillon, chacun possédant une émissivité quasi-unitaire à une longueur d'onde choisie entre 3 et 5 μm . Lors de l'analyse spatiale de l'émission de cet échantillon chauffé à 100°C, l'image d'émission infrarouge sur la bande [3 - 5] μm faisait apparaître six niveaux d'intensité, expliqués par la modulation des émissivités par la loi de Planck à 100°C. L'intensité de la lumière émise peut donc aussi être contrôlée avec la géométrie de la métasurface à une température donnée. En revanche, les propriétés de chacune de ces sources sont spatialement homogènes car elles sont basées sur la répétition périodique d'un motif. La modulation spatiale de l'émission à l'échelle de la longueur d'onde n'ayant jamais été réalisée, on peut se demander s'il est possible de contrôler l'émission thermique au niveau d'une cellule élémentaire de dimension proche de la longueur d'onde, voire sub-longueur d'onde. Dans ce chapitre, nous étudions des métasurfaces inhomogènes non périodiques basées sur des antennes MIM qui permettent de contrôler la lumière à l'échelle de la longueur d'onde, et de réaliser un codage d'images multispectrales et polarisées.

5.1 Codage d'une image multispectrale

5.1.1 Définition des antennes

On considère 12 longueurs L de bâtonnets, de 900 à 1450 nm, avec un pas de 50 nm. Comme démontré dans le chapitre 3, une métasurface d'antennes MIM périodiques avec des bâtonnets possédant une de ces longueurs L est un émetteur thermique possédant une émissivité monochromatique et quasi-unitaire à une longueur d'onde de résonance λ_r , déterminée par ladite longueur L . On rappelle que la luminance théorique $L(\lambda, T)$ de chaque émetteur est donnée par la formule suivante :

$$L(\lambda, T) = \varepsilon(\lambda)L^{CN}(\lambda, T) \quad (5.1)$$

où $\varepsilon(\lambda)$ est l'émissivité de la métasurface et $L^{CN}(\lambda, T)$ la luminance théorique d'un corps noir décrite par la loi de Planck.

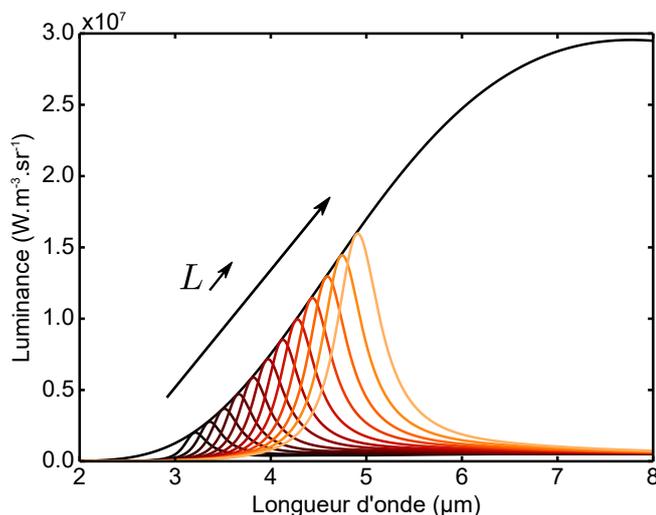


FIGURE 5.1 – Luminances théoriques pour 12 valeurs de longueurs de bâtonnets L entre 900 et 1450 nm par pas de 50 nm et en noir, luminance théorique d'un corps noir à 100°C décrit par la loi de Planck.

Les luminances des métasurfaces ($d = 2 \mu\text{m}$, $w = 100 \text{ nm}$, $h_m = 50 \text{ nm}$ et $h = 220 \text{ nm}$) correspondant aux 12 valeurs de L sont tracées sur la figure 5.1 ainsi que la luminance théorique d'un corps noir à 100°C décrit par la loi de Planck. Le maximum de luminance de ce corps noir se situe à $\lambda_r = 7.77 \mu\text{m}$ et les 12 émittances des métasurfaces entre 3 et 5 μm ont des intensités croissantes avec leur longueur d'onde de résonance, créant ainsi 12 niveaux d'intensité. Avec ces 12 niveaux d'intensité liés à 12 longueurs de bâtonnet L et en ajoutant un niveau noir d'intensité nulle correspondant à une absence de bâtonnet, nous créons une échelle de gris de 13 valeurs. En appliquant cet effet au niveau d'une cellule élémentaire sub-longueur d'onde au lieu d'une métasurface complète, il devient possible de réaliser un codage d'images multispectrales.

5.1.2 Conversion des données de l'image

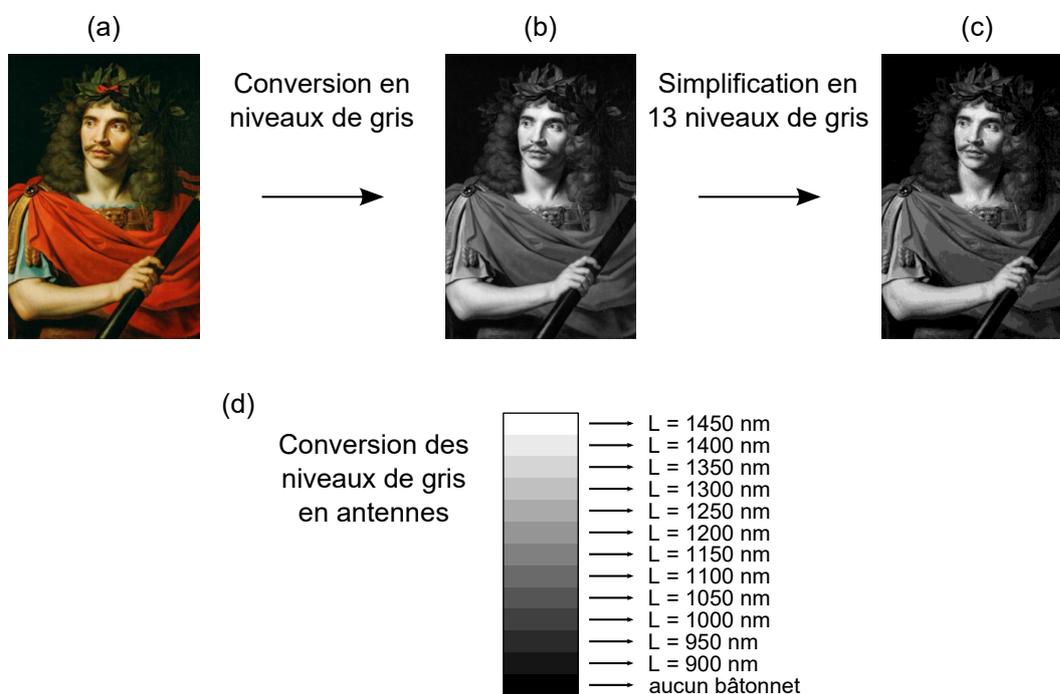


FIGURE 5.2 – (a) Tableau de Molière par Nicolas Mignard. (b) Image convertie en niveaux de gris. (c) Image simplifiée en 13 niveaux de gris. (d) Conversion des 13 niveaux de gris en antennes.

Nous avons choisi un tableau représentant Molière dans le rôle de César, réalisé par Nicolas Mignard vers 1650 et visible au Musée Carnavalet à Paris¹. L'image en couleurs (Fig. 5.2(a)) a d'abord été convertie en niveaux de gris (Fig. 5.2(b)) puis simplifiée en une échelle de 13 niveaux de gris (Fig. 5.2(c)). Ensuite, chaque pixel de l'image correspondant à un des 13 niveaux de gris a été codé sur l'échantillon par une cellule élémentaire de $2 \times 2 \mu\text{m}^2$ contenant une antenne MIM dont la longueur L dépend de l'intensité du niveau de gris. Sur la bande $[3 - 5] \mu\text{m}$ et à $T = 100^\circ\text{C}$, plus la longueur L du bâtonnet est grande, plus le maximum d'émission augmente et donc plus il correspond à un niveau de gris clair. Le tableau de correspondance entre les 13 niveaux de gris et les 12+1 longueurs d'antennes est indiqué sur la figure 5.2(d).

5.1.3 Caractérisation de la métasurface

La métasurface associée au codage de l'image de Molière a été réalisée en salle blanche. Le procédé de fabrication est exactement le même que pour les métasurfaces d'antennes MIM périodiques, seul le masque pour la lithographie électronique diffère. Pour réaliser ce masque d'antennes non périodiques, j'ai utilisé le logiciel de génération de masques développé par

¹Molière (1622 - 1673) dans le rôle de César, Nicolas Mignard, Musée Carnavalet - Histoire de Paris, vers 1650, huile sur toile, 79 x 62 cm

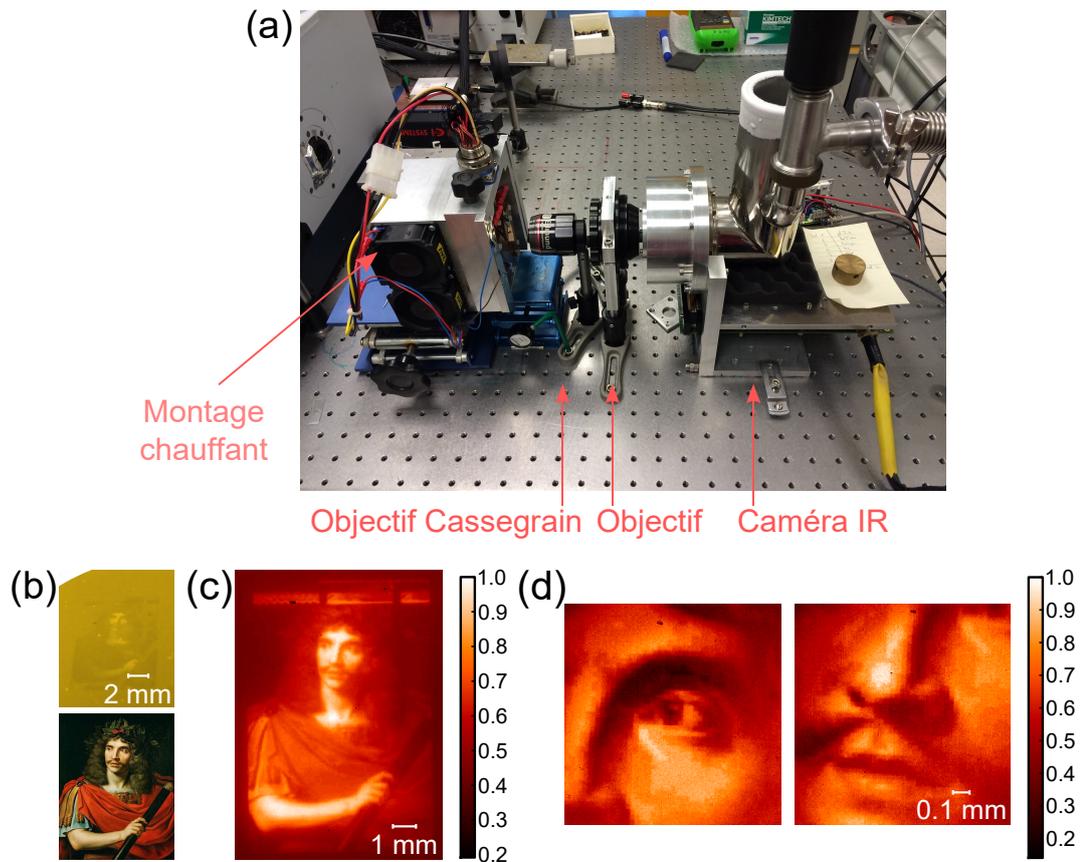


FIGURE 5.3 – (a) Banc de caractérisation spatiale avec ajout d'un objectif Cassegrain. (b) Photo de l'échantillon et rappel du tableau original de Molière. (c) Image d'émission infrarouge de l'échantillon chauffé à 100°C . (d) Deux détails de l'image infrarouge obtenus en ajoutant un objectif Cassegrain dans le montage.

Paul Chevalier lors de sa thèse² que j'ai adapté pour coder chaque cellule élémentaire une par une automatiquement depuis l'image originale de Molière.

L'image de Molière sur l'échantillon correspond à une surface de $1.2 \times 0.8 \text{ cm}^2$, composée de 24 millions de cellules élémentaires de $2 \times 2 \text{ }\mu\text{m}^2$, contenant chacune un bâtonnet de longueur L codant un niveau de gris (ou aucun bâtonnet pour coder le noir). Une image de l'échantillon est visible sur la figure 5.3(b). L'échantillon est analysé avec le banc de caractérisation en mode spatial (Fig. 5.3(a)) : l'échantillon est chauffé à 100°C avec le montage thermo-électrique Peltier et la lumière émise est imagée par la caméra infrarouge couplée à une lentille. L'image d'émission infrarouge obtenue est montrée sur la figure 5.3(c) et correspond bien au tableau original de Molière. En ajoutant un objectif Cassegrain dans le montage, il est possible d'apprécier plus en détail le visage de Molière comme on peut le voir sur la figure 5.3(d) où chaque pixel de la caméra image une zone de $10 \times 10 \text{ }\mu\text{m}^2$, proche de la limite de diffraction.

On a donc réalisé ici une métasurface inhomogène codant une image multispectrale.

²CHEVALIER, « Hyperfocalisation de la lumière par structuration sub-longueur d'onde ».

Comme précisé précédemment, chaque cellule élémentaire de la métasurface de taille $2 \times 2 \mu\text{m}^2$ contient un seul bâtonnet de largeur $w = 100 \text{ nm}$ et de longueur L variant entre 900 et 1450 nm, soit un facteur de remplissage inférieur à 4%. Ce bâtonnet codant une seule longueur d'onde dans une polarisation, il est intéressant de rajouter de l'information dans chaque cellule grâce à d'autres antennes avec différentes longueurs d'onde d'émission (longueurs L différentes) ou différentes polarisations (orientations différentes).

5.2 Codage d'images multispectrales polarisées

5.2.1 Principe du codage

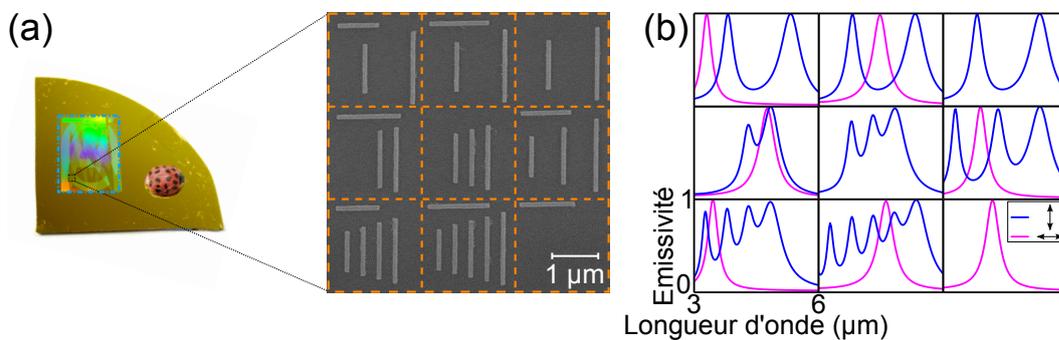


FIGURE 5.4 – (a) Image visible de l'échantillon avec une coccinelle comme référence de taille et image MEB de neuf cellules élémentaires juxtaposées. Du pixel en haut à gauche à celui en bas à droite, les longueurs des antennes horizontales sont : 900, 1300, 0, 1400, 0, 1100, 950, 1350 et 1200 nm. Dans la polarisation verticale, il peut y avoir entre zéro et cinq antennes par cellule avec les longueurs suivantes : 900, 1075, 1250, 1425 et 1600 nm ; la position de chaque antenne étant déterminée par sa longueur. (b) Spectres d'émissivité de chaque cellule de l'image MEB dans les deux polarisations.

Dans cette partie, on étudie une deuxième métasurface inhomogène, composée elle aussi de cellules élémentaires de $2 \times 2 \mu\text{m}^2$, chacune avec sa propre combinaison d'antennes. La figure 5.4(a) montre une photo de l'échantillon sur lequel on aperçoit la métasurface (encadrée en bleu pointillés), ainsi qu'une image MEB de neuf de ces cellules composées chacune d'une ou plusieurs antennes de dimensions et orientations variées. Le spectre d'émissivité théorique de chaque pixel a été calculé avec BMM, en considérant une répétition périodique du pixel et est tracé en figure 5.4(b). Pour chaque cellule, on a un spectre d'émissivité dans les deux polarisations et différent des pixels voisins. L'émissivité de la métasurface est donc codée au niveau de ces pixels, de dimensions proches de la longueur d'onde. Dans la polarisation correspondant aux bâtonnets horizontaux sur l'image MEB, le tableau de Molière a été codé selon le même principe que l'échantillon précédent. Il n'y a donc qu'une seule antenne horizontale dans chaque cellule, avec une longueur L entre 900 et 1450 nm, correspondant à une longueur d'onde d'émission spécifique et donc codant un niveau de gris (ou aucune antenne pour coder le noir). Dans la polarisation orthogonale, on trouve entre 0 et 5 bâtonnets verticaux par cellule comme on peut l'apercevoir sur l'image MEB. Ces bâtonnets

possèdent les longueurs suivantes : 900, 1075, 1250, 1425 et 1600 nm, et correspondent donc chacun à une longueur d'onde d'émission. La différence de longueur ΔL entre deux antennes successives et leur espacement ont été choisis suffisamment grands pour limiter tout couplage entre les antennes. Ils vont être utilisés pour coder cinq lettres : M, I, N, A et O. Leur présence dans le pixel code la lettre associée. La correspondance entre les cinq longueurs L , les longueurs d'onde d'émission λ_r et les lettres est indiquée dans le tableau 5.1.

L (nm)	λ_r (μm)	Lettre
900	3.20	M
1075	3.71	I
1250	4.22	N
1425	4.73	A
1600	5.24	O

TABLEAU 5.1 – Codage de cinq lettres à des longueurs d'onde différentes

5.2.2 Caractérisation de la métasurface

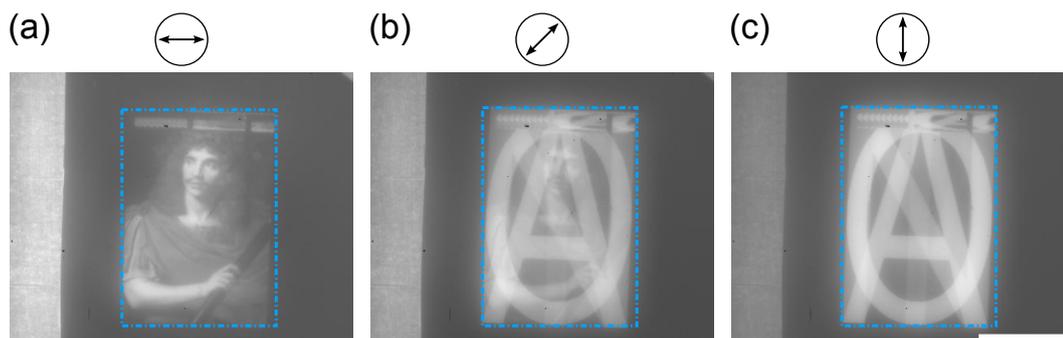


FIGURE 5.5 – Images d'émission infrarouge de l'échantillon dans trois polarisations différentes. (a) Dans la polarisation horizontale. (b) Dans la polarisation diagonale. (c) Dans la polarisation verticale. La barre d'échelle représente 5 mm.

L'échantillon a été fabriqué en salle blanche puis caractérisé avec le même banc de caractérisation spatiale que précédemment. La figure 5.5(a) présente l'image d'émission infrarouge de l'échantillon dans une polarisation (celle des bâtonnets horizontaux) sur laquelle on aperçoit le tableau de Molière en niveaux de gris. Dans la polarisation orthogonale, on aperçoit une superposition de lettres (Fig. 5.5(c)). Quand le polariseur est à 45° , les deux images sont visibles et superposées (Fig. 5.5(b)).

Chaque lettre étant codée à une longueur d'onde d'émission spécifique, des filtres sont ajoutés sur le banc afin de visualiser chaque lettre individuellement. La bande passante de chaque filtre est choisie centrée au mieux sur la longueur d'onde d'émission des lettres. La figure 5.6(a) montre les images d'émission infrarouge obtenues à la longueur d'onde d'émission de chacune des lettres et on voit apparaître les lettres M, I, N, A et O. On remarque qu'à chaque longueur d'onde d'émission d'une des lettres, une autre lettre moins lumineuse est visible (par exemple à la longueur d'onde d'émission du I $\lambda_I = 3.71 \mu\text{m}$, le N

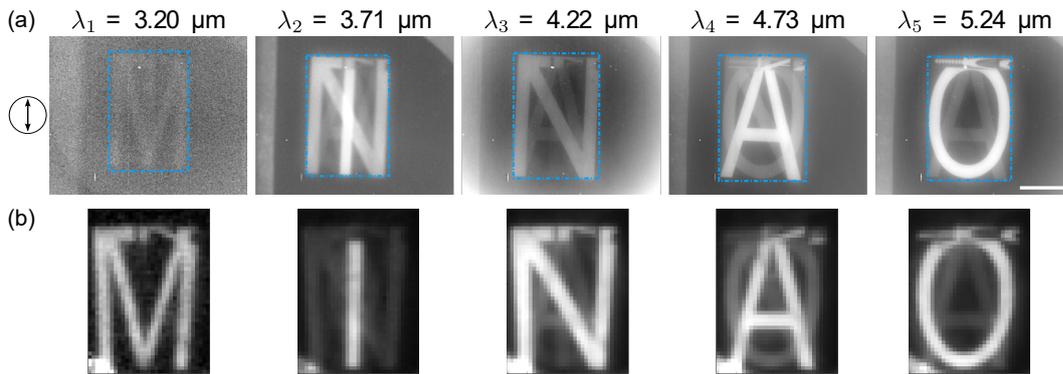


FIGURE 5.6 – (a) Images d’émission infrarouge des lettres M, I, N, A et O dans la polarisation verticale, à différentes longueurs d’onde. La barre d’échelle représente 5 mm. (b) Images d’émission infrarouge des lettres M, I, N, A et O dans la polarisation verticale, à la longueur d’onde de résonance de chaque lettre, obtenues avec le FTIR.

est également visible). Cela est dû aux filtres choisis pour l’analyse : étant ceux disponibles dans le laboratoire, leur bande passante n’est pas centrée exactement sur chaque longueur d’onde d’émission et/ou peut être large spectralement, ce qui laisse apparaître les lettres aux longueurs d’onde d’émission voisines. La mauvaise qualité de la lettre M est quant à elle due au fait que le flux à $\lambda_M = 3.20 \mu\text{m}$ est faible et le rajout d’un filtre diminue encore plus le contraste de l’image. Il est également possible d’obtenir des images infrarouges des lettres à la longueur d’onde de résonance de chacune grâce au banc de caractérisation spectro-spatiale avec le FTIR. Les images d’émission infrarouge acquises sont affichées en figure 5.6(b). Les cinq lettres sont bien visibles sur les images, en particulier la lettre M est plus visible sur cette image que sur celle acquise sans le FTIR. La qualité des images est moins bonne à cause de la traversée de toutes les optiques du FTIR mais elle est identique pour toutes les lettres.

La métasurface inhomogène réalisée ici permet donc de coder sur une même surface des images multispectrales et polarisées. Les 13 configurations possibles dans une polarisation et les $2^5 = 32$ configurations dans la polarisation orthogonale permettent de créer 416 configurations de pixels possibles qui assurent le codage des images. Ce chiffre n’est bien évidemment pas une limite, il est possible de mettre plus d’antennes par période. Finalement, sur cette métasurface, on contrôle au niveau de chaque pixel, la couleur d’émission pour chaque polarisation.

5.3 Conclusion et perspectives

Nous avons étudié dans ce chapitre des métasurfaces inhomogènes non périodiques permettant de moduler spatialement l’émissivité à l’échelle de la longueur d’onde. L’émissivité est définie au niveau d’un pixel de la taille de la longueur d’onde contenant des antennes qui agissent chacune comme une source sub-longueur d’onde indépendante à une longueur d’onde et une polarisation données. Leur juxtaposition permet de coder des images multispectrales

et polarisées^{3,4} et un brevet sur le procédé de codage a été déposé⁵. La démonstration de cette métasurface inhomogène ouvre de nombreuses perspectives, que ce soit pour la détection d'espèces biochimiques ou la création de miroirs infrarouges pour les caméras multi- ou hyperspectrales. Une autre application prometteuse de ces métasurfaces concerne le domaine de la lutte anti-contrefaçon où elles pourraient servir de dispositifs anti-contrefaçon difficilement falsifiables, par exemple pour protéger les billets de banque, les passeports ou des objets de luxe. Un partenariat avec des élèves de la Filière Innovation-Entrepreneurs (FIE) de l'Institut d'Optique Graduate School a démarré début 2017 pour tester le potentiel de ces métasurfaces en tant que dispositif anti-contrefaçon, dans le but de créer une start-up à la fin de leur cursus.

³MAKHSIYAN et al., « Shaping the spatial and spectral emissivity at the diffraction limit ».

⁴MAKHSIYAN, « An IR emitter patterned at the nanoscale ».

⁵BOUCHON et al., *Dispositif et procédé de codage optique d'une image*.

Chapitre

6

Emission à grand facteur de qualité

Sommaire

6.1	Un Fabry-Pérot nanostructuré	73
6.1.1	Présentation de la structure	73
6.1.2	Résonance Fabry-Pérot	74
6.1.3	Comparaison avec une cavité Fabry-Pérot non structurée	76
6.2	Caractéristiques du Fabry-Pérot à miroir nanostructuré	78
6.2.1	Le diélectrique	78
6.2.2	Le miroir structuré	80
6.2.3	Tolérance angulaire	81
6.3	Réalisation expérimentale	83
6.3.1	Fabrication	83
6.3.2	Caractérisation en réflexion	84
6.4	Structuration 3D	87
6.5	Conclusion	88

Les métasurfaces d'antennes MIM présentées précédemment permettent de contrôler l'émission de lumière grâce à leurs réponses spectrales accordables et plus étroites (typiquement $Q \sim 10 - 20$) que l'émission d'un corps noir selon la loi de Planck. Mais pour certaines applications telles que la détection de gaz où les espèces à détecter possèdent des signatures très fines spectralement et pouvant être proches les unes des autres, il est nécessaire d'avoir des réponses spectrales encore plus étroites (typiquement $Q \sim 100$ ou plus) afin d'assurer la sélectivité et la spécificité de la détection. Nous nous sommes donc intéressés à une nouvelle structure basée sur une cavité Fabry-Pérot qui présente des résonances à haut facteur de qualité. L'interféromètre de Fabry-Pérot est un système constitué de deux miroirs plans semi-réfléchissants parallèles séparés d'une distance h . Ce résonateur optique porte le nom de ses deux inventeurs Charles Fabry et Alfred Pérot qui l'ont développé en 1899 pour une application à la spectroscopie^{1,2} mais il reste encore largement utilisé aujourd'hui que ce soit dans le domaine des lasers ou de la spectroscopie à haute résolution. Chaque rayon entrant dans le résonateur effectue de multiples réflexions successives entre les deux miroirs et à chaque réflexion sur l'un des deux miroirs, une portion est transmise et ressort de la cavité. Lorsque tous les rayons transmis par la cavité sont en phase, ils interfèrent constructivement et cela mène à des pics de transmission dont la finesse dépend

¹FABRY et al., « Théorie et applications d'une nouvelle méthode de spectroscopie interférentielle ».

²PEROT et al., « On the application of interference phenomena to the solution of various problems of spectroscopy and metrology ».

des coefficients de réflexion des miroirs. Si les miroirs possèdent des coefficients de réflexion très élevés, les pics de transmission du système deviennent très fins et l'interféromètre peut servir de filtre passe-bande très sélectif³. En revanche, la longueur d'onde de résonance de ces pics de transmission dépend de la distance h entre les miroirs, souvent fixe. Des cavités Fabry-Pérot de taille sub-longueur d'onde ont été étudiées dans le visible⁴ et le proche infrarouge^{5,6} afin de réaliser des absorbants à bande étroite. Le fonctionnement en émission thermique de ces cavités a également été démontré^{7,8,9}. Dans ce chapitre, nous étudions une structure basée sur une cavité Fabry-Pérot fonctionnant en réflexion (la transmission de l'un des deux miroirs est parfaitement nulle) et permettant d'obtenir des résonances encore plus fines et avec une meilleure réjection que pour une cavité Fabry-Pérot classique grâce à la structuration de l'un des miroirs. De plus, cela permet d'apporter des degrés de liberté dans l'accordabilité de cette résonance sans modifier la distance entre les miroirs.

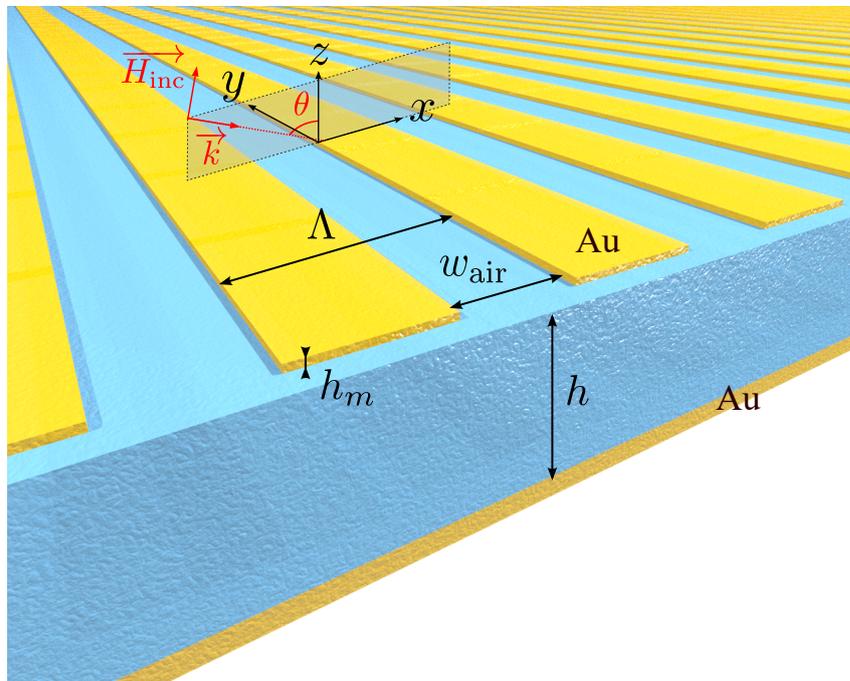


FIGURE 6.1 – Schéma de la structure composée de deux miroirs en or séparés par un diélectrique d'épaisseur h . Le miroir inférieur est continu et le miroir supérieur est nanostructuré par un réseau Λ -périodique de rubans en or d'épaisseur h_m espacés de w_{air} selon x et infinis selon y . La configuration d'éclairement est la suivante : l'onde incidente est polarisée Transverse Electric (TE), et l'angle d'incidence θ correspond à l'angle entre le vecteur d'onde \mathbf{k} et l'axe \mathbf{z} .

³HADLEY et al., « Reflection and transmission interference filters Part I. Theory ».

⁴D. ZHAO et al., « Ultra-narrow-band light dissipation by a stack of lamellar silver and alumina ».

⁵YAN, « Metal-insulator-metal light absorber: a continuous structure ».

⁶SHU et al., « Triple-layer Fabry-Pérot absorber with near-perfect absorption in visible and near-infrared regime ».

⁷L. WANG et al., « Spatial and temporal coherence of thermal radiation in asymmetric Fabry-Pérot resonance cavities ».

⁸L. WANG et al., « Direct measurement of thermal emission from a Fabry-Pérot cavity resonator ».

⁹ROBERTS et al., « Near-infrared tailored thermal emission from wafer-scale continuous-film resonators ».

6.1 Un Fabry-Pérot nanostructuré

6.1.1 Présentation de la structure

La structure que nous allons étudier dans cette partie est représentée sur la figure 6.1. Elle est composée de deux miroirs métalliques séparés par un diélectrique d'indice n et d'épaisseur h . Le miroir inférieur est continu et assez épais pour être considéré comme infini, la structure complète fonctionne donc en réflexion. Le miroir supérieur est nanostructuré et consiste en un réseau Λ -périodique de rubans métalliques d'épaisseur h_m espacés de w_{air} selon x et infinis selon y . Dans tout le chapitre, le métal utilisé sera l'or décrit par un modèle de Drude $\varepsilon_{\text{Au}}(\lambda) = 1 - [(\lambda_p/\lambda + i\gamma)\lambda_p/\lambda]^{-1}$ avec les paramètres λ_p et γ adaptés.

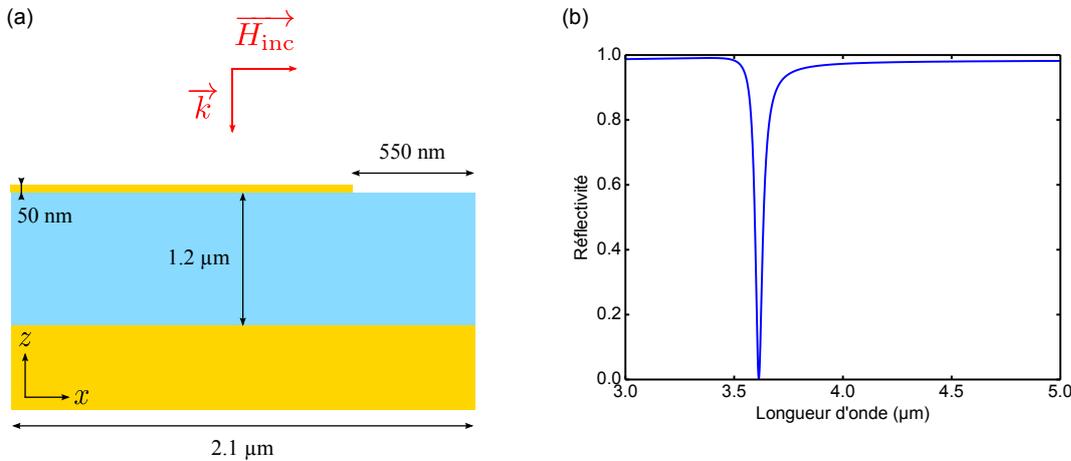


FIGURE 6.2 – (a) Maille élémentaire d'une structure en or et silice présentant les dimensions suivantes : $\Lambda = 2.1$ μm , $w_{\text{air}} = 550$ nm, $h_m = 50$ nm, $h = 1.2$ μm . (b) Spectre de réflectivité de la structure considérée pour une onde incidente polarisée TE en incidence normale.

On considère une structure composée de deux miroirs en or séparés par une couche de silice SiO_2 d'épaisseur $h = 1.2$ μm et d'indice moyen $n = 1.4$ entre 3 et 5 μm . Les rubans du miroir supérieur d'épaisseur $h_m = 50$ nm sont espacés de $w_{\text{air}} = 550$ nm avec une période $\Lambda = 2.1$ μm . La période élémentaire de la structure est représentée en figure 6.2(a). Cette structure est modélisée sous BMM^{10,11}, un code de simulation qui repose sur une méthode modale basée sur les B-splines. Les paramètres du modèle de Drude de l'or sont les suivants : $\lambda_p = 159$ nm et $\gamma = 0.0048$. La figure 6.2(b) montre le spectre de réflectivité de la structure considérée pour une onde incidente polarisée Transverse Electric TE (le champ électrique est suivant y , la direction des rubans d'or) en incidence normale. La réponse spectrale présente un zéro de réflectivité, et donc une absorption totale à la longueur d'onde de résonance $\lambda_r = 3.613$ μm . Le facteur de qualité de la réponse spectrale est défini comme le rapport entre la longueur d'onde de résonance λ_r et la largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda$: $Q = \frac{\lambda_r}{\Delta\lambda}$. La largeur à mi-hauteur de cette résonance est $\Delta\lambda = 40$ nm, son facteur de qualité est donc de 90, soit en comparaison avec nos antennes MIM du chapitre précédent, neuf fois

¹⁰BOUCHON, « Ingénierie d'indice optique à base de nanostructures métalliques ».

¹¹BOUCHON et al., « Fast modal method for subwavelength gratings based on B-spline formulation ».

plus élevé ($Q \sim 10$ pour la résonance d'une métasurface MIM). Une autre caractéristique de cette résonance est la grande efficacité de réjection avec une réflectivité qui redevient unitaire rapidement avant et après la résonance. La réflectivité est supérieure à 90% en dehors d'une bande de largeur $4\Delta\lambda$ centrée sur la longueur d'onde de résonance.

6.1.2 Résonance Fabry-Pérot

Dans cette partie, nous allons retrouver l'équation du coefficient de réflexion d'une cavité Fabry-Pérot en configuration Gires-Tournois, c'est-à-dire fonctionnant en réflexion (un des deux miroirs est supposé quasi-parfait : $R \sim 100\%$ et $T = 0\%$).

Considérons donc une cavité Fabry-Pérot composée de deux miroirs métalliques M_1 et M_2 séparés d'une distance h par un milieu d'indice n , comme représenté sur la figure 6.3. Le miroir M_2 est supposé parfait, sa transmission est donc supposée nulle ($t_2 = 0$) et il n'est défini que par son coefficient de réflexion r_2 . On définit les coefficients de réflexion et de transmission r_{1u} , r_{1d} , t_{1u} et t_{1d} du miroir supérieur M_1 comme indiqué sur la figure 6.3.

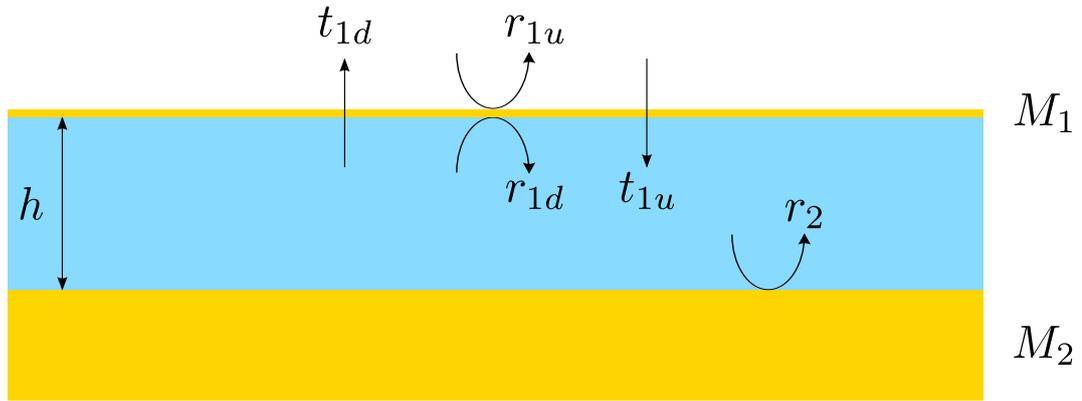


FIGURE 6.3 – Cavité Fabry-Pérot en configuration Gires-Tournois composée de deux miroirs métalliques M_1 (coefficients de réflexion r_{1u} , r_{1d} et de transmission t_{1u} et t_{1d}) et M_2 (coefficient de réflexion r_2) séparés par un milieu d'indice n et d'épaisseur h .

L'expression du coefficient de réflexion de la structure complète est obtenu en sommant les amplitudes des réflexions successives. On considère, comme sur la figure 6.4, un faisceau incident à la longueur d'onde λ arrivant sur le miroir M_1 avec un angle d'incidence θ_1 . Ce faisceau est partiellement réfléchi et partiellement transmis à la première interface M_1 . La partie transmise subit ensuite différentes réflexions et transmissions entre les deux miroirs M_1 et M_2 . Pour obtenir l'expression du coefficient de réflexion complexe du Fabry-Pérot, on somme les amplitudes des réflexions successives (les trois premiers termes sont explicités sur la figure 6.4). On introduit le facteur de phase ϕ pour prendre en compte la différence de marche entre deux rayons successivement réfléchis.

$$\phi = \frac{2\pi h}{\lambda} n \cos \theta_2$$

Considérons que l'amplitude de l'onde incidente soit égal à 1.

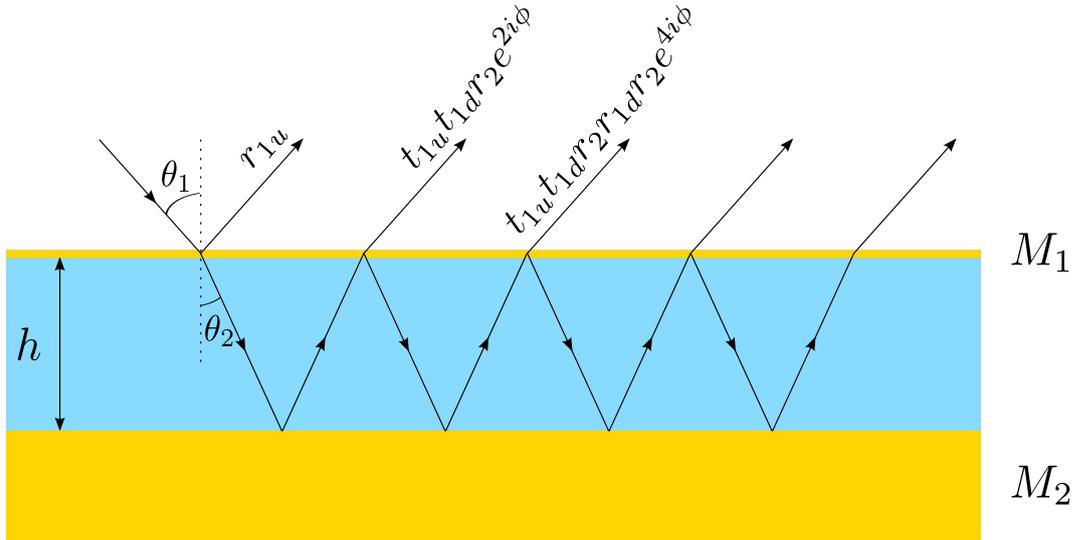


FIGURE 6.4 – Réflexions et transmissions dans une cavité Fabry-Pérot en configuration Gires-Tournois composée de deux miroirs métalliques M_1 et M_2 séparés par un milieu d'indice n et d'épaisseur h et éclairée par une onde incidente avec un angle d'incidence θ .

$$r_{FP} = r_{1u} + t_{1u}t_{1d}r_2e^{2i\phi} + t_{1u}t_{1d}r_2r_1d r_2e^{4i\phi} + \dots$$

$$r_{FP} = r_{1u} + t_{1u}t_{1d}r_2e^{2i\phi} \sum_{n=0}^{\infty} (r_1d r_2e^{2i\phi})^n$$

La série géométrique $\sum q^n$ converge si et seulement si $|q| < 1$ et dans ce cas sa somme vaut $\frac{1}{1-q}$.

Le coefficient de réflexion d'une cavité Fabry-Pérot en configuration Gires-Tournois s'écrit alors :

$$r_{FP} = r_{1u} + \frac{t_{1u}t_{1d}r_2e^{2i\phi}}{1 - r_1d r_2e^{2i\phi}} \quad (6.1)$$

On teste maintenant cette formule avec notre structure à miroir supérieur nanostructuré. On considère une structure composée de deux miroirs en or séparés par une couche de silice d'indice $n = 1.4$ et d'épaisseur $h = 1.2 \mu\text{m}$. Le miroir supérieur d'épaisseur $h_m = 50 \text{ nm}$ est composé de rubans espacés de $w_{\text{air}} = 550 \text{ nm}$ avec une période $\Lambda = 2.1 \mu\text{m}$.

La figure 6.5 représente le spectre de réflectivité de cette structure, avec en bleu la réflectivité simulée obtenue par BMM et en rouge pointillés la réflectivité analytique obtenue par l'application de la formule 6.1 : $R = |r_{FP}|^2$. L'accord entre les deux spectres est parfait, la structure que l'on étudie fonctionne donc exactement comme une cavité Fabry-Pérot dont le miroir supérieur est nanostructuré. Les conditions de résonance dans une cavité Fabry-Pérot permettent d'écrire l'expression de la longueur d'onde de résonance :

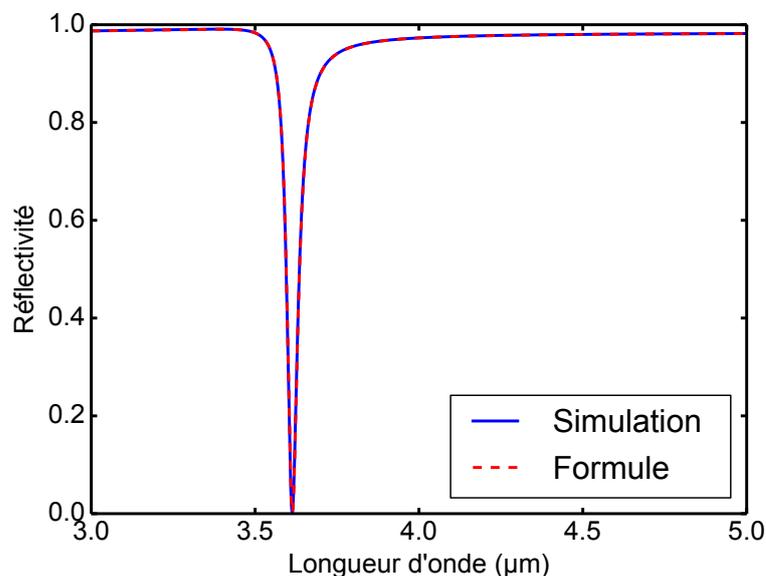


FIGURE 6.5 – Spectres de réflectivité, en bleu la réflectivité obtenue par simulation sous BMM de la structure totale et en rouge pointillés, la réflectivité obtenue par l’application de la formule analytique $R = |r_{FP}|^2$. L’accord est parfait entre les deux spectres, la cavité nanostructurée est donc une cavité Fabry-Pérot dont on a modifié les propriétés du miroir supérieur.

$$\lambda_r = 2nh + \lambda_\phi \quad (6.2)$$

où λ_ϕ est une constante qui dépend des conditions de réflexion dans la cavité.

La structure présentée ici agissant comme un Fabry-Pérot nanostructuré, on peut s’interroger sur l’apport de la nanostructuration du miroir supérieur sur la réponse spectrale par rapport à une cavité Fabry-Pérot classique.

6.1.3 Comparaison avec une cavité Fabry-Pérot non structurée

On va comparer ici les performances de notre Fabry-Pérot nanostructuré par rapport à un Fabry-Pérot classique. On considère la structure étudiée précédemment, dont la période élémentaire est représentée en figure 6.2(a) ($h = 1.2 \mu\text{m}$, $n = 1.4$, $w_{\text{air}} = 550 \text{ nm}$, $\Lambda = 2.1 \mu\text{m}$, $h_m = 50 \text{ nm}$) et qui résonne à $\lambda_r = 3.613 \mu\text{m}$. On va la comparer à une cavité Fabry-Pérot classique composée de deux miroirs continus espacés par une couche de silice et dimensionnée pour obtenir un zéro de réflectivité à la même longueur d’onde λ_r . Pour cela, le miroir supérieur M_1 continu possède une épaisseur $h_{m\text{FP}} = 9 \text{ nm}$ plus faible pour transmettre la lumière incidente dans la cavité et est séparé du miroir inférieur M_2 par une couche de silice ($n = 1.4$) d’épaisseur $h_{\text{FP}} = 1.191 \mu\text{m}$.

La figure 6.6 représente les spectres de réflectivité des deux structures et on observe bien deux résonances à la même longueur d’onde de résonance $\lambda_r = 3.613 \mu\text{m}$. En revanche, le

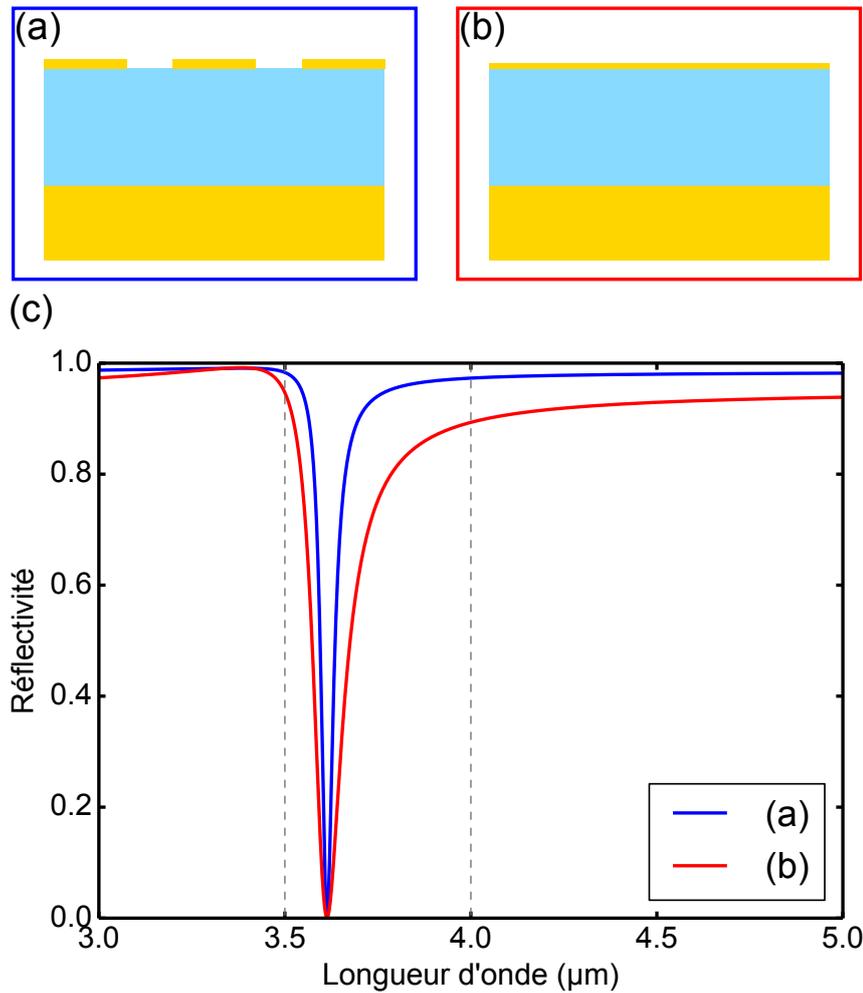


FIGURE 6.6 – (a) Schéma de la cavité Fabry-Pérot à miroir nanostructuré ($h = 1.2 \mu\text{m}$, $n = 1.4$, $w_{\text{air}} = 550 \text{ nm}$, $\Lambda = 2.1 \mu\text{m}$, $h_m = 50 \text{ nm}$). (b) Schéma de la cavité Fabry-Pérot classique ($h = 1.191 \mu\text{m}$, $n = 1.4$, $h_m = 9 \text{ nm}$). (c) Spectres de réflectivité des deux structures pour une onde incidente TE, en bleu la réflectivité de la cavité Fabry-Pérot à miroir nanostructuré et en rouge, celle de la cavité Fabry-Pérot classique. Elles résonnent toutes les deux à $\lambda_r = 3.613 \mu\text{m}$, mais l'ajout d'une nanostructuration permet d'améliorer le facteur de qualité et l'efficacité de réjection.

facteur de qualité Q des deux résonances n'est pas identique, la résonance du Fabry-Pérot classique possède une largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda_{\text{FP}}$ de 103 nm, soit un facteur de qualité Q_{FP} de 35, plus de deux fois plus faible que celui du Fabry-Pérot à miroir nanostructuré. On remarque également que l'efficacité de réjection est meilleure avec la présence de la nanostructuration. En effet, si on considère la bande d'intérêt $[3 - 5] \mu\text{m}$ et que l'on examine le taux de réjection en dehors de la résonance sur les bandes $[3 - 3.5]$ et $[4 - 5] \mu\text{m}$ indiquées sur la figure 6.6, on note que la réflectivité du Fabry-Pérot nanostructuré forme un palier autour de 98.7% en dessous de 3.5 μm et autour de 98.2% au-delà de 4 μm . En revanche, la réflectivité du Fabry-Pérot classique atteint un palier autour 97.3% en dessous de 3.5 μm et surtout elle reste inférieure à 94% au-delà de 4 μm .

La structuration sur le miroir supérieur permet donc d'obtenir une réponse spectrale avec un facteur de qualité plus élevé et une efficacité de réjection améliorée par rapport à une cavité Fabry-Pérot classique. L'ajout de la nanostructuration permet également d'introduire des degrés de liberté supplémentaires afin de contrôler la réponse comme on va le voir dans la partie suivante.

6.2 Caractéristiques du Fabry-Pérot à miroir nanostructuré

On va s'intéresser ici à l'influence des différents paramètres géométriques sur la réponse spectrale. On considère une cavité en or et silice et on va étudier chacun des paramètres qui la définissent. La structure de base possède les dimensions suivantes : $\Lambda = 2.1 \mu\text{m}$, $w_{\text{air}} = 550 \text{ nm}$, $h = 1.2 \mu\text{m}$, $h_m = 50 \text{ nm}$, $n = 1.4$. Pour l'étude d'un paramètre spécifique, ce dernier varie sur une certaine plage de valeurs tandis que les autres paramètres restent fixes. Tous les résultats ont été obtenus à l'aide du logiciel de simulation BMM où l'or est décrit par un modèle de Drude ($\lambda_p = 159 \text{ nm}$ et $\gamma = 0.0048$).

6.2.1 Le diélectrique

Influence de l'épaisseur de diélectrique h

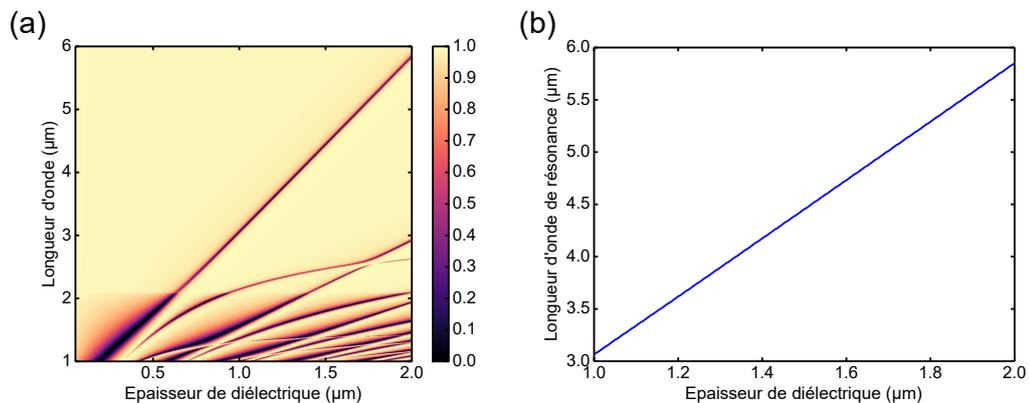


FIGURE 6.7 – (a) Carte de réflectivité en fonction de la longueur d'onde et de l'épaisseur h de diélectrique. Les autres paramètres de la structure sont $\Lambda = 2.1 \mu\text{m}$, $w_{\text{air}} = 550 \text{ nm}$, $h_m = 50 \text{ nm}$, $n = 1.4$. (b) Evolution de la longueur d'onde de résonance de la résonance Fabry-Pérot en fonction de l'épaisseur h de diélectrique. Elle varie de manière affine avec la longueur d'onde de résonance $\lambda_r = 2.788h + 0.273$.

La figure 6.7(a) présente la carte de réflectivité de la cavité en fonction de la longueur d'onde λ entre 1 et 6 μm et de l'épaisseur h de la cavité entre 50 nm et 2 μm . La résonance qui nous intéresse est la droite qui balaye toutes les longueurs d'onde de 1 à 6 μm . La longueur d'onde de cette résonance Fabry-Pérot évolue comme attendu de manière affine avec l'épaisseur de la cavité et son évolution est affichée en figure 6.7(b). On obtient en simulation $\lambda_r = 2.788h + 0.273$, proche de $\lambda_r = 2.8h$ attendu d'après la formule 6.2. Lorsqu'on augmente la taille de la cavité de 1 à 2 μm , le facteur de qualité Q augmente de 68 à 130. En revanche,

la réflectivité à la résonance $R(\lambda_r)$, minimale autour de $h = 1.2 \mu\text{m}$, augmente jusqu'à 25% pour $h = 2 \mu\text{m}$. Les autres résonances affichées sur la carte de réflectivité pour des longueurs d'onde inférieures à $3 \mu\text{m}$ correspondent soit aux autres ordres du Fabry-Pérot (les droites rectilignes qui résonnent à λ_r/m avec m entier non nul) soit à des résonances de mode guidé que nous n'analyserons pas ici mais qui ont été étudiées dans notre équipe lors de la thèse de Sébastien Héron¹² et que nous verrons plus en détail dans la partie suivante.

Influence de l'indice du diélectrique n

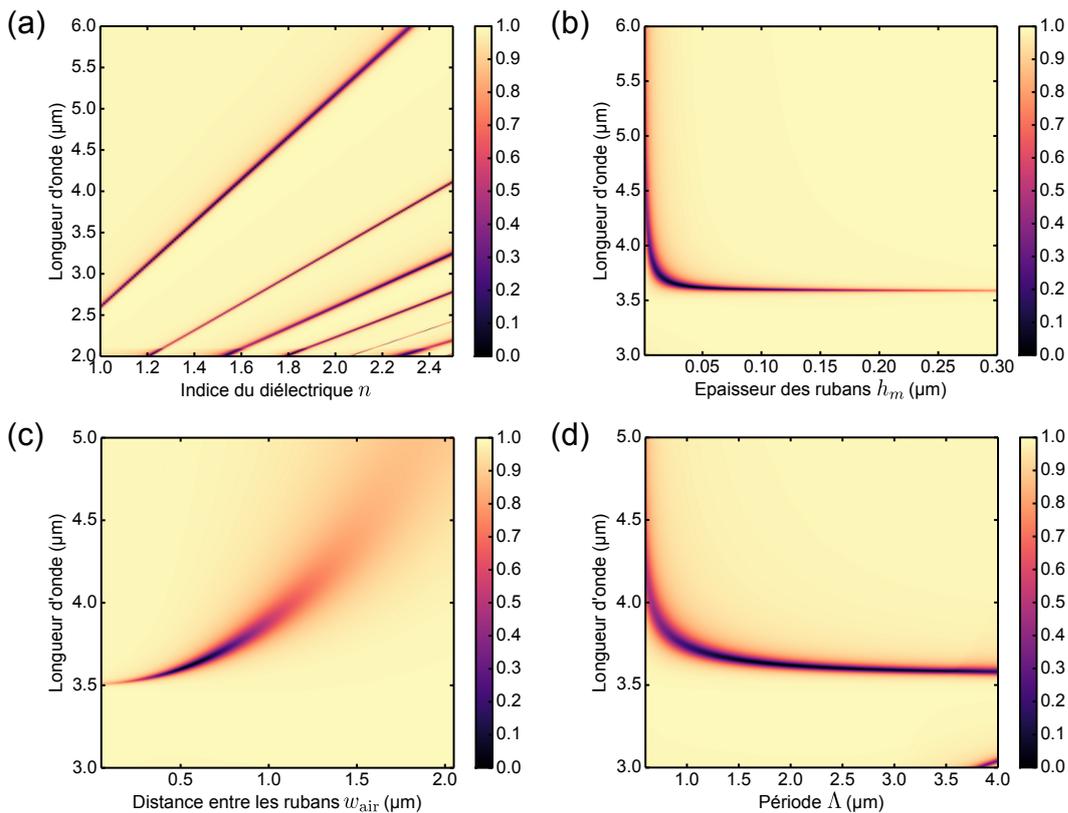


FIGURE 6.8 – (a) Carte de réflectivité en fonction de la longueur d'onde et de l'indice n de diélectrique. Les autres paramètres de la structure sont $\Lambda = 2.1 \mu\text{m}$, $h = 1.2 \mu\text{m}$, $w_{\text{air}} = 550 \text{ nm}$, $h_m = 50 \text{ nm}$. (b) Carte de réflectivité en fonction de la longueur d'onde et de l'épaisseur des rubans h_m . Les autres paramètres de la structure sont $\Lambda = 2.1 \mu\text{m}$, $h = 1.2 \mu\text{m}$, $w_{\text{air}} = 550 \text{ nm}$, $n = 1.4$. (c) Carte de réflectivité en fonction de la longueur d'onde et de la distance entre les rubans w_{air} . Les autres paramètres de la structure sont $\Lambda = 2.1 \mu\text{m}$, $h = 1.2 \mu\text{m}$, $h_m = 50 \text{ nm}$, $n = 1.4$. (d) Carte de réflectivité en fonction de la longueur d'onde et de la période du réseau Λ . Les autres paramètres de la structure sont $h = 1.2 \mu\text{m}$, $w_{\text{air}} = 550 \text{ nm}$, $h_m = 50 \text{ nm}$, $n = 1.4$.

La figure 6.8(a) présente la carte de réflectivité de la structure en fonction de la longueur d'onde λ entre 2 et 6 μm et de l'indice n du diélectrique entre 1 et 2.5. La résonance Fabry-

¹²HÉRON, « Nanostructures pour l'exaltation d'effets non linéaires ».

Pérot, qui démarre à 2.5 μm évolue de manière affine avec l'indice n selon la relation $\lambda_r = 2.578n + 0.010$, en accord avec la formule 6.2. Pour un indice n variant entre 1 et 2.2, la réflectivité à la résonance $R(\lambda_r)$ reste inférieure à 20% avec une absorption totale sur une large bande entre 1.2 et 1.6. Le facteur de qualité reste quant à lui constant autour de 85, quelle que soit la valeur de n .

6.2.2 Le miroir structuré

Influence de l'épaisseur des rubans h_m

La figure 6.8(b) présente la carte de réflectivité de la structure en fonction de la longueur d'onde λ entre 3 et 6 μm et de l'épaisseur h_m des rubans en or entre 1 et 300 nm. On remarque que la longueur d'onde de résonance est relativement constante dès que h_m est supérieure à 25 nm, soit l'épaisseur de peau typique de l'or dans la bande II de l'infrarouge. Lorsque h_m est inférieure à 25 nm, les coefficients de réflexion et de transmission du miroir r_{1u} , r_{1d} , t_{1u} , t_{1d} sont fortement modifiés et donc la réflectivité du système l'est aussi. Pour h_m entre 25 et 90 nm, la réflectivité à la résonance $R(\lambda_r)$ reste inférieure à 10% (avec un minimum pour $h_m = 47$ nm) avec un facteur de qualité qui augmente de 50 à 120 lorsque h_m augmente dans cette plage de valeurs. Au-delà de 90 nm, la réflectivité à la résonance augmente rapidement jusqu'à 75% et donc l'absorption n'est plus totale. Cela est dû à une augmentation des pertes dans le miroir.

Influence de la distance entre les rubans w_{air}

La figure 6.8(c) présente la carte de réflectivité de la structure en fonction de la longueur d'onde λ entre 3 et 5 μm et de la distance entre les rubans w_{air} entre 50 nm et 2.05 μm . La longueur d'onde de résonance augmente avec la distance w_{air} mais l'absorption totale a lieu sur une plage de longueurs d'onde restreinte : la réflectivité à la résonance $R(\lambda_r)$ est inférieure à 10% pour w_{air} entre 450 et 680 nm, correspondant à des longueurs d'onde de résonance entre 3.58 et 3.68 μm . Il est donc possible d'accorder la résonance sur cette plage $\Delta\lambda_r = 100$ nm en faisant varier l'espacement entre les rubans et sans modifier la cavité. On peut alors imaginer créer des émetteurs juxtaposés présentant différentes réponses spectrales, avec une fabrication simplifiée par rapport à des cavités Fabry-Pérot classiques car il faudrait seulement modifier le miroir nanostructuré au lieu de réaliser des cavités avec des marches d'épaisseurs différentes les unes à côté des autres.

Influence de la période Λ

La figure 6.8(d) présente la carte de réflectivité de la structure en fonction de la longueur d'onde λ entre 3 et 5 μm et de la période Λ entre 600 nm et 4 μm . Notons qu'en faisant varier la période Λ , l'espace entre les rubans w_{air} reste fixe, c'est la largeur des rubans qui augmente. Lorsque la période est trop faible ($\Lambda < 1$ μm), l'absorption totale n'a pas lieu ($R(\lambda_r) > 20\%$) et les facteurs de qualité sont faibles ($Q < 40$). En revanche, pour des périodes supérieures à 1.5 μm , la longueur d'onde de résonance et le facteur de qualité varient peu

($\lambda_r \sim 3.6 \mu\text{m}$ et $Q \sim 90$) et on a une absorption totale sur une large bande de valeurs, entre 1.5 et $3 \mu\text{m}$.

Influence du coefficient de pertes du métal

La permittivité d'un métal décrite par le modèle de Drude fait apparaître deux grandeurs qui dépendent du métal utilisé : la longueur d'onde plasma λ_p et le coefficient de pertes γ . Ces deux paramètres sont ajustés pour que l'accord entre la théorie et les mesures soit assuré. En particulier, le paramètre γ définit les pertes dans le métal. Le modifier ne change pas la longueur d'onde de résonance de la structure mais une augmentation de γ entraîne une diminution du facteur de qualité Q .

6.2.3 Tolérance angulaire

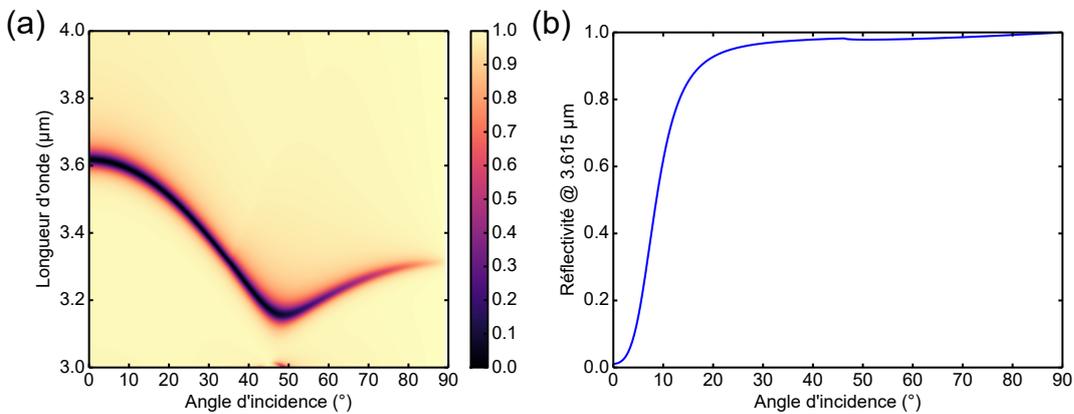


FIGURE 6.9 – (a) Carte de réflectivité en fonction de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence θ . Les paramètres de la structure sont $\Lambda = 2.1 \mu\text{m}$, $h = 1.2 \mu\text{m}$, $w_{\text{air}} = 550 \text{ nm}$, $h_m = 50 \text{ nm}$, $n = 1.4$. (b) Evolution de la réflectivité en fonction de l'angle d'incidence θ , à la longueur d'onde de résonance à $\theta = 0^\circ$ ($\lambda_r(\theta = 0^\circ) = 3.615 \mu\text{m}$). La résonance est peu tolérante angulairement.

Nous nous intéressons maintenant à la tolérance angulaire de cette structure que l'on éclaire avec une onde incidente polarisée TE à divers angles d'incidence θ entre 0 et 90° . La figure 6.9(a) montre la carte de réflectivité en fonction de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence et on remarque que la résonance Fabry-Pérot est peu tolérante angulairement. En revanche, même si la longueur d'onde de résonance varie avec l'angle d'incidence, l'absorption est totale ($R(\lambda_r) \sim 0$) jusqu'à 40° avec un facteur de qualité relativement constant ($Q \sim 90$). En se plaçant à la longueur d'onde de résonance obtenue lorsque $\theta = 0^\circ$ (Fig. 6.9(b)), on confirme que la résonance est tolérante sur seulement quelques degrés.

On examine maintenant l'influence de l'angle azimutal φ , défini comme l'angle entre le plan d'incidence et le plan (Oxz) (Fig. 6.10(a)). Lorsque cet angle est non nul, on parle d'incidence conique. On se place à $\lambda = 3.615 \mu\text{m}$, la longueur d'onde de résonance de la structure lorsque $\theta = 0^\circ$, et on fait varier l'angle d'incidence θ et l'angle azimutal φ tout en gardant une onde incidente polarisée de telle sorte que le champ électrique soit dans le

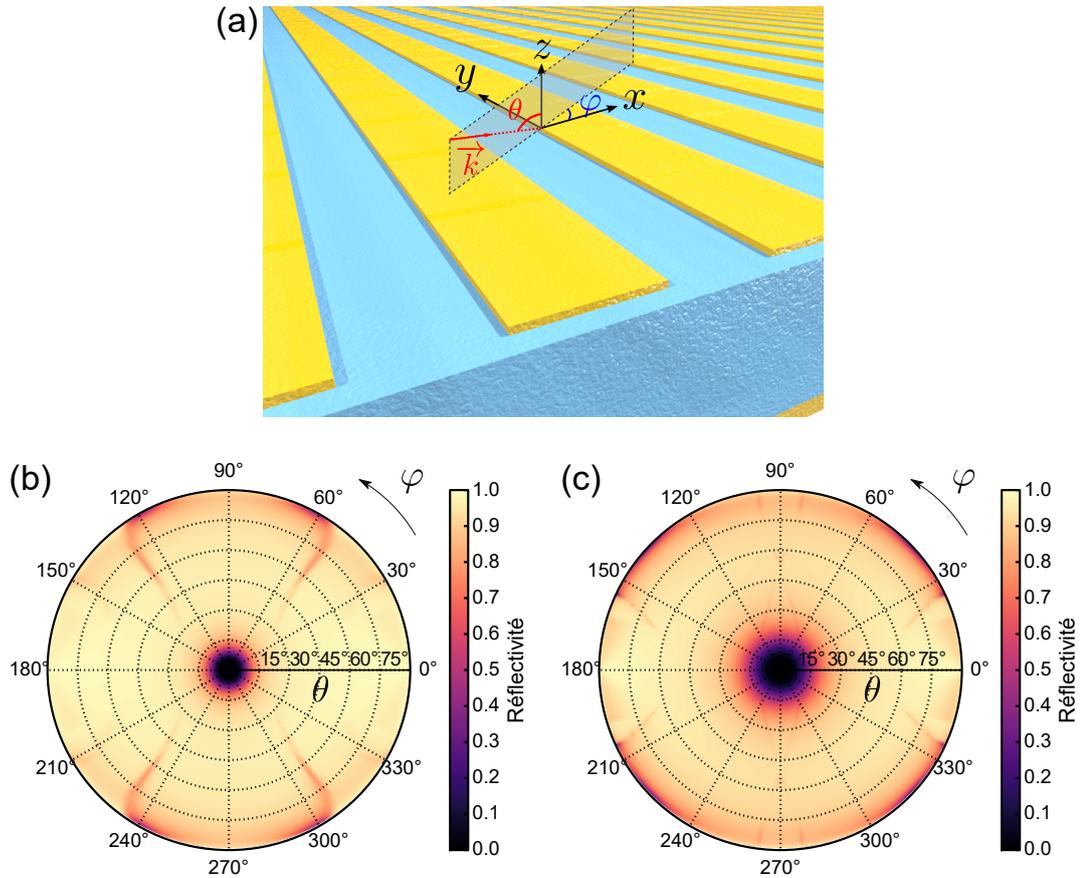


FIGURE 6.10 – Etude de la tolérance angulaire et influence de l'indice du diélectrique. (a) Configuration d'incidence : le plan d'incidence est tourné d'un angle φ , et l'angle d'incidence est θ . (b) Diagramme de réflectivité en incidence conique, à $\lambda = 3.615 \mu\text{m}$, pour un Fabry-Pérot nanostructuré dont les paramètres sont $\Lambda = 2.1 \mu\text{m}$, $w_{\text{air}} = 550 \text{ nm}$, $h_m = 50 \text{ nm}$, $h = 1.2 \mu\text{m}$, $n = 1.4$. (c) Diagramme de réflectivité en incidence conique, à $\lambda = 3.814 \mu\text{m}$, pour un Fabry-Pérot nanostructuré dont les paramètres sont $\Lambda = 2.1 \mu\text{m}$, $w_{\text{air}} = 550 \text{ nm}$, $h_m = 50 \text{ nm}$, $h = 860 \text{ nm}$, $n = 2$.

plan (Oyz). La figure 6.10(b) présente le diagramme de réflectivité en incidence conique à la longueur d'onde $\lambda = 3.615 \mu\text{m}$ en fonction de l'angle d'incidence θ et de l'angle azimutal φ . Sur ce graphe en coordonnées polaires, le rayon correspond à l'angle θ et l'angle du diagramme correspond à l'angle φ . La résonance du Fabry-Pérot est celle au centre du diagramme. On remarque qu'elle est tolérante angulairement jusqu'à $\theta = 7\text{-}8^\circ$ et ce, quel que soit l'angle azimutal.

On considère maintenant une autre structure Fabry-Pérot à miroir structuré dont le diélectrique est d'indice plus élevé : $n = 2$. L'épaisseur h du diélectrique a été ajustée pour obtenir une absorption totale ($h = 860 \text{ nm}$) et le réseau possède les mêmes dimensions que le cas précédent : $\Lambda = 2.1 \mu\text{m}$, $w_{\text{air}} = 550 \text{ nm}$, $h_m = 50 \text{ nm}$. A $\theta = 0^\circ$, la structure résonne à $\lambda_r = 3.814 \mu\text{m}$. L'influence des angles d'incidence et azimutal a été étudiée et la figure 6.10(c) présente le diagramme de réflectivité en incidence conique à la longueur d'onde $\lambda = 3.814 \mu\text{m}$ en fonction de l'angle d'incidence θ et de l'angle azimutal φ . La résonance Fabry-Pérot

au centre du diagramme ne dépend pas de l'angle azimutal et reste tolérante pour des angles d'incidence jusqu'à $\theta = 13^\circ$.

Cette dépendance de la tolérance angulaire avec l'indice du diélectrique peut être interprétée avec la loi de Snell-Descartes pour la réfraction : $n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$. Pour un même angle d'incidence θ_1 , plus l'indice du diélectrique n_2 sera élevé, plus l'angle θ_2 sera faible et plus le rayon réfracté dans le diélectrique sera proche de la normale et donc de la configuration d'incidence normale. Ainsi, dans le cas étudié ici, lorsqu'on augmente l'angle d'incidence θ , le rayon réfracté reste plus longtemps proche de la configuration d'incidence normale pour $n = 2$ que pour $n = 1.4$, ce qui explique la tolérance angulaire améliorée lorsque l'indice est plus élevé.

6.3 Réalisation expérimentale

6.3.1 Fabrication

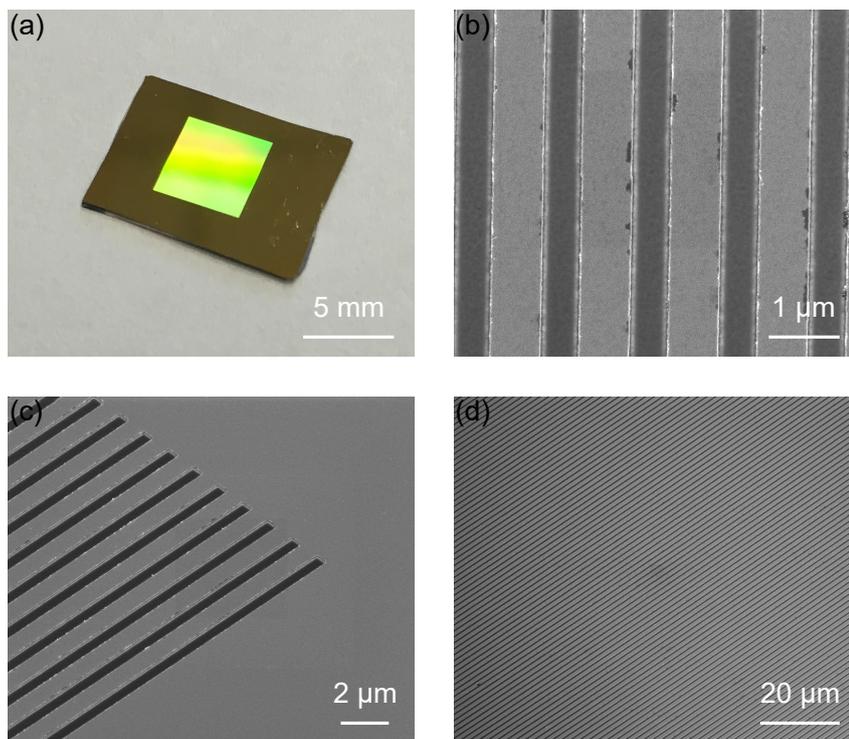


FIGURE 6.11 – (a) Photo de l'échantillon, on distingue le réseau de $5 \times 5 \text{ mm}^2$ par diffraction. (b)-(d) Images MEB de l'échantillon à différentes échelles.

La difficulté de fabrication de ces structures par rapport aux métasurfaces MIM présentées dans le chapitre précédent est la grande épaisseur h de diélectrique à déposer, pouvant poser des problèmes d'adhérence avec l'or en dessous. La longueur d'onde de résonance s'écrivant $\lambda_r \sim 2nh$, il faut trouver le bon couple indice n - épaisseur h pour avoir une résonance dans la bande II de l'infrarouge. Des premiers échantillons ont été réalisés avec de la silice

SiO_2 , d'indice moyen $n = 1.4$ entre 3 et 5 μm . Plusieurs épaisseurs h ont été déposées par pulvérisation sur une couche d'or : $h = 1.2, 1.4$ et 1.6 μm pour des résonances attendues entre 3 et 5 μm et dans les trois cas, la couche de silice s'est décollée lors des étapes suivantes, soit lors de l'enduction ou lors du développement de la résine pour la lithographie électronique. Notre choix s'est donc porté sur un autre diélectrique, le sulfure de zinc ZnS , d'indice moyen plus élevé $n = 2.25$ entre 3 et 5 μm , limitant ainsi l'épaisseur h à déposer. Un échantillon a été réalisé avec une épaisseur $h = 800$ nm de ZnS qui a été déposée par évaporation sur une couche d'or recouvrant un wafer en silicium. Une résine négative, la ma-N 2403 a ensuite été utilisée pour la lithographie électronique et après un dépôt d'or et un lift-off, les rubans d'or ont été obtenus. Les dimensions de la structure sont les suivantes : $\Lambda = 1.3$ μm , $w_{\text{air}} = 550$ nm, $h = 800$ nm, $h_m = 50$ nm. Une image visible de l'échantillon, ainsi que plusieurs images MEB sont affichées en figure 6.11.

6.3.2 Caractérisation en réflexion

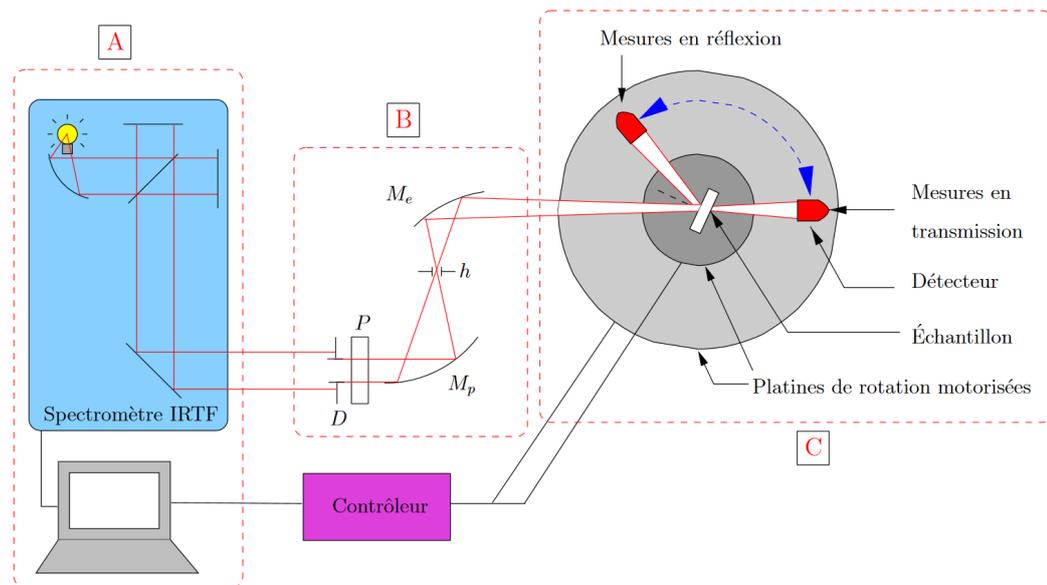


FIGURE 6.12 – Schéma du banc optique utilisé pour la caractérisation de l'échantillon : (A) Source FTIR, (B) Système optique de focalisation achromatique, (C) Partie détection avec les deux platines de rotation coaxiales et motorisées, une pour l'échantillon et une pour le détecteur. (Schéma issu de la thèse de C. Billaudeau)

La résonance des Fabry-Pérot à miroir nanostructuré étant sensible à l'angle d'incidence θ , le banc de caractérisation en réflexion utilisé précédemment devient peu adapté. En effet, l'angle d'incidence minimal du FTIR est limité à $\theta = 13^\circ$ en raison de l'encombrement des miroirs et la divergence du faisceau incident est de $\pm 5^\circ$ autour de la valeur de θ , ce qui est trop important. Cet échantillon a donc été caractérisé avec un banc de mesure disponible au C2N dans l'équipe Phodev, développé lors de la thèse de Cyrille Billaudeau¹³ avec Stéphane

¹³BILLAUEAU, « Guidage optique dans les cristaux plasmoniques 1D et 2D ».

Collin et utilisé pendant la thèse de Clément Tardieu¹⁴ qui a aidé à la caractérisation de cet échantillon. Un schéma du banc est présenté sur la figure 6.12. Il est basé sur un spectromètre infrarouge à transformée de Fourier (FTIR) servant de source, couplé à un système optique de focalisation achromatique qui permet de façonner le faisceau incident venant du FTIR en un faisceau polarisé linéairement et dont on peut contrôler le diamètre. La partie détection est composée de deux platines de rotation coaxiales et motorisées, une pour l'échantillon et une pour le détecteur. Ces platines permettent de modifier de manière indépendante l'angle d'incidence du faisceau sur l'échantillon et l'angle de détection du signal. L'angle d'incidence minimal est ici de 2° et la divergence du faisceau incident seulement de $\pm 0.5^\circ$, permettant une caractérisation optimale de l'échantillon.

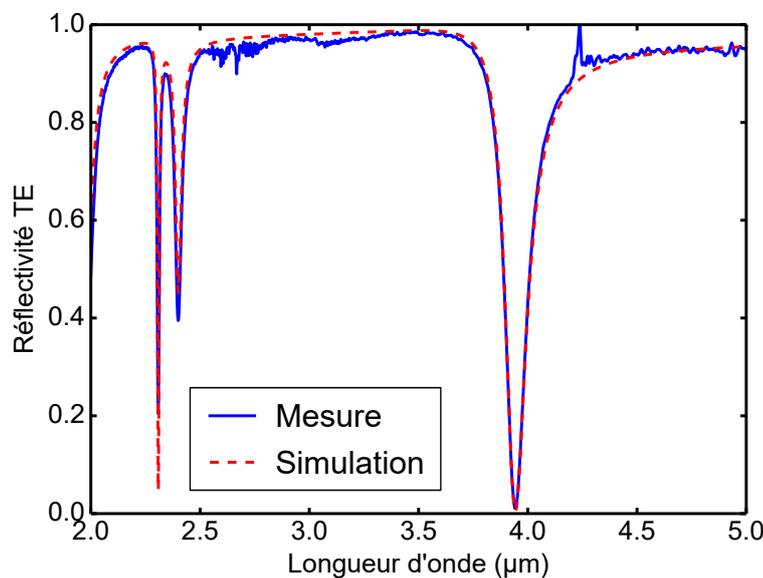


FIGURE 6.13 – Spectres de réflectivité de l'échantillon, en bleu la réflectivité expérimentale mesurée au FTIR pour une onde incidente polarisée TE avec un angle d'incidence $\theta = 2^\circ$ et en rouge pointillés, la réflectivité obtenue par simulation avec BMM : l'accord entre les deux spectres est très bon. On observe une résonance à $\lambda_r = 3.943 \mu\text{m}$ avec un facteur de qualité de 32.

L'échantillon est éclairé par une lumière incidente polarisée TE et les spectres de réflectivité sont obtenus pour des angles d'incidence θ entre 2 et 70° avec une résolution angulaire de 0.5° . La figure 6.13 montre le spectre de réflectivité du réseau pour une incidence de 2° . On observe une résonance à $\lambda_r = 3.943 \mu\text{m}$ avec une réflectivité quasi-nulle ($R(\lambda_r) = 0.9\%$) et un facteur de qualité de 32. Le double pic autour de $2.3\text{-}2.4 \mu\text{m}$ correspond quant à lui à une résonance de mode guidé, mais est non utilisé ici. La courbe en pointillés représente la modélisation de la structure sur BMM. La permittivité de l'or est décrite par un modèle de Drude ajusté pour correspondre aux données expérimentales : $\lambda_p = 159 \text{ nm}$, $\gamma = 0.0048$ pour le miroir continu et $\gamma = 0.0077$ pour le miroir nanostructuré. Cette différence au niveau

¹⁴TARDIEU, « Etude de structures sublongueur d'onde filtrantes, application à la spectroscopie d'absorption infrarouge ».

des pertes est liée à la différence d'état de surface des miroirs¹⁵. Le miroir inférieur déposé sur un wafer en silicium présente moins de rugosités que le miroir nanostructuré déposé sur le ZnS et donc moins de pertes. L'indice n du ZnS est décrit sur la bande spectrale [0.4 - 13] μm par une équation de type Sellmeier^{16,17} :

$$n^2 = 8.393 + \frac{0.14383}{\lambda^2 - 0.2421^2} + \frac{4430.99}{\lambda^2 - 36.71^2} \quad (6.3)$$

On observe un excellent accord entre la mesure et la simulation.

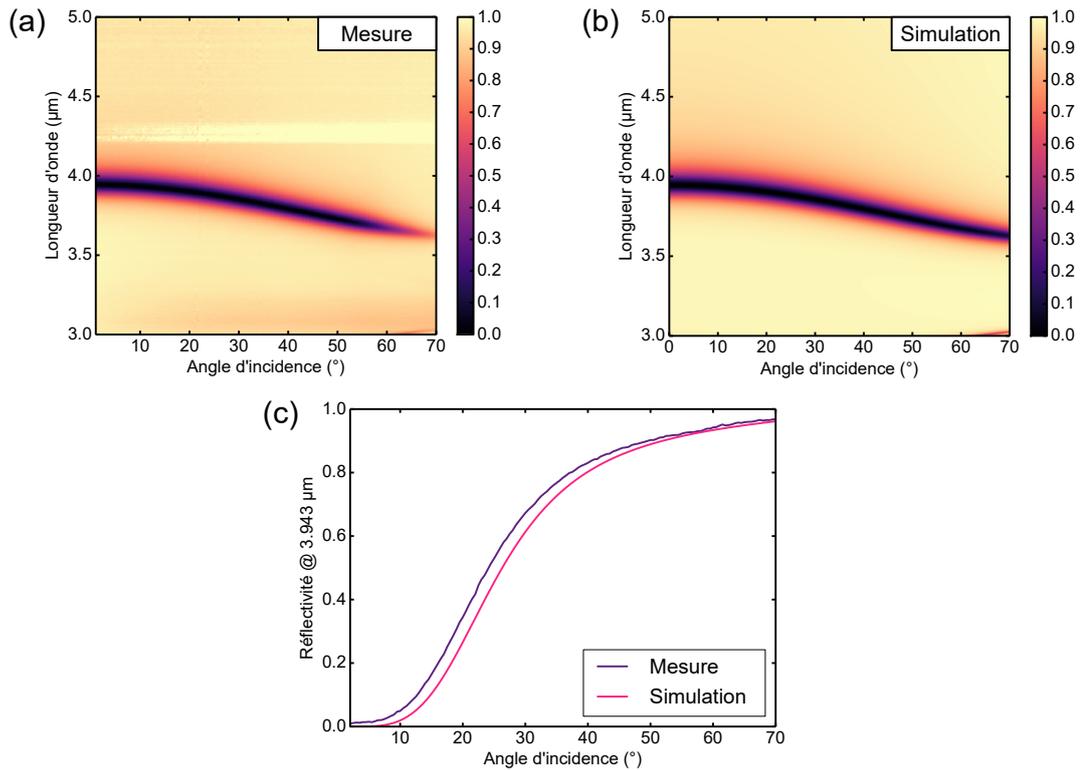


FIGURE 6.14 – Cartes de réflectivité de l'échantillon en fonction de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence. (a) Réflectivité expérimentale mesurée au FTIR pour une onde incidente polarisée TE pour des angles d'incidence θ entre 2° et 70° . (b) Réflectivité obtenue par simulation avec BMM. (c) Evolution de la réflectivité en fonction de l'angle d'incidence θ , à la longueur d'onde de résonance à $\theta = 2^\circ$ ($\lambda_r(\theta = 2^\circ) = 3.943 \mu\text{m}$) pour la mesure et la simulation. La résonance est tolérante angulairement jusqu'à 10° .

La figure 6.14 montre les cartes de réflectivité de l'échantillon en fonction de l'angle d'incidence et de la longueur d'onde, pour les mesures à gauche (a) et les simulations à droite (b). On observe que la résonance est tolérante angulairement jusqu'à $10\text{-}15^\circ$ avec une variation $\Delta\lambda_r = 322 \text{ nm}$ lorsque l'angle d'incidence varie de 2 à 70° .

On a donc démontré expérimentalement la résonance d'une cavité Fabry-Pérot à miroir

¹⁵Y. WU et al., « Intrinsic optical properties and enhanced plasmonic response of epitaxial silver ».

¹⁶DEBENHAM, « Refractive indices of zinc sulfide in the 0.405–13- μm wavelength range ».

¹⁷KLEIN, « Room-temperature dispersion equations for cubic zinc sulfide ».

nanostructuré avec un très bon accord avec les simulations. La zone un peu plus claire autour de $4.2 \mu\text{m}$ sur les réflectivités mesurées est due à la présence de CO_2 dont la concentration évolue avec le temps : la durée de l'expérience pour obtenir tous les spectres de 2 à 70° est de 2-3 heures, le taux de CO_2 évolue donc pendant ce temps et diffère du taux initial lors la prise de référence avant la mesure. On remarque que l'utilisation d'un diélectrique de plus fort indice et d'un miroir métallique possédant un coefficient de pertes γ plus important limite la valeur du facteur de qualité : $Q = 32$. En revanche, avec un plus fort indice dans la cavité, la résonance est plus tolérante angulairement.

6.4 Structuration 3D

La structuration du miroir supérieur des cavités étudiées précédemment est réalisée suivant une direction x avec des rubans infinis selon l'autre direction y . La réponse spectrale de la structure est donc polarisée. Or, il est intéressant de pouvoir obtenir une réponse spectrale dans les deux polarisations. Pour cela, nous nous sommes intéressés à une structuration du miroir supérieur selon les deux directions x et y .

La figure 6.15(a) présente la structure considérée, composée de deux miroirs métalliques séparés par une couche de diélectrique d'indice n et d'épaisseur h . Le miroir inférieur est continu et suffisamment épais pour que la structure fonctionne en réflexion. Le miroir supérieur est composé de deux réseaux périodiques croisés de rubans d'épaisseur h_m : un réseau Λ_x -périodique de rubans espacés de w_x selon x et un réseau Λ_y -périodique de rubans espacés de w_y selon y .

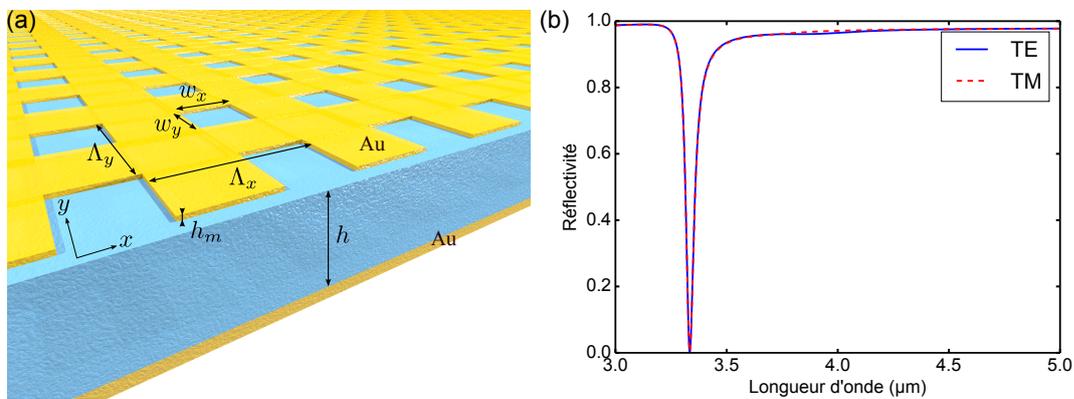


FIGURE 6.15 – (a) Schéma de la cavité Fabry-Pérot à structuration 2D, composée de deux miroirs en or séparés par un diélectrique d'épaisseur h . Le miroir inférieur est continu et le miroir supérieur est nanostructuré par deux réseaux croisés de rubans d'épaisseur h_m : un réseau Λ_x -périodique de rubans espacés de w_x selon x et un réseau Λ_y -périodique de rubans espacés de w_y selon y . (b) Spectre de réflectivité d'une cavité Fabry-Pérot à structuration 2D en or et silice ($\Lambda_x = \Lambda_y = 800 \text{ nm}$, $w_x = w_y = 400 \text{ nm}$, $h_m = 50 \text{ nm}$, $h = 1.1 \mu\text{m}$) pour une onde incidente polarisée TE (bleu) et TM (rouge).

On considère une structure en or et silice ($n = 1.4$) avec les dimensions suivantes : $\Lambda_x = \Lambda_y = 800 \text{ nm}$, $w_x = w_y = 400 \text{ nm}$, $h_m = 50 \text{ nm}$, $h = 1.1 \mu\text{m}$. Le spectre de réflectivité

d'une telle structure est présenté en figure 6.15(b) pour une onde incidente polarisée TE (le champ magnétique est selon x). Les réseaux de rubans étant identiques selon x et y ($\Lambda_x = \Lambda_y$ et $w_x = w_y$), la réponse est la même pour une onde incidente polarisée TM (le champ magnétique est selon y). On observe dans les deux polarisations une résonance à $\lambda_r = 3.334 \mu\text{m}$ avec un facteur de qualité $Q = 74$ et un fort taux de réjection.

En modifiant un des deux réseaux croisés par rapport à l'autre, il devient également possible d'obtenir deux résonances distinctes en TE et TM.

6.5 Conclusion

Les structures présentées dans ce chapitre, basées sur une cavité Fabry-Pérot dont le miroir d'entrée est nanostructuré présentent une résonance à grand facteur de qualité avec une excellente efficacité de réjection. Le fonctionnement de ces structures a été vérifié expérimentalement en réflexion/absorption et on peut en déduire par la loi de Kirchhoff qu'il s'appliquera également en émission afin d'obtenir des émissions très fines. La structuration du miroir est faite ici soit d'un réseau périodique de rubans infinis selon une direction soit de deux réseaux périodiques de rubans croisés, mais on peut envisager d'autres structurations du miroir supérieur afin de modifier ses propriétés de réflexion.

Dans cette partie, nous avons étudié des métasurfaces composées d'une couche de diélectrique placée entre deux miroirs métalliques dont l'un était nanostructuré, et qui possèdent des émissivités unitaires, accordables avec la géométrie de la nanostructuration. Tout d'abord, les métasurfaces MIM à base de nano-antennes en bâtonnets ont été étudiées et on a démontré un contrôle spatial, spectral et en polarisation de l'émission thermique, qui peut également être accompli à l'échelle de la longueur d'onde grâce au caractère local de la résonance. L'émission obtenue est plus étroite que l'émission d'un corps noir, avec un facteur de qualité de l'ordre de 10. Mais pour certaines applications, il est nécessaire d'obtenir des facteurs de qualité encore plus grands. C'est pourquoi une deuxième structure fonctionnant comme un Fabry-Pérot à miroir nanostructuré a ensuite été considérée. Nous avons démontré que son émission possède des facteurs de qualité jusqu'à dix fois plus grands que ceux des structures MIM, ainsi qu'une très bonne efficacité de réjection. Ces deux familles de métasurfaces nous permettent donc de réaliser des émetteurs avec des réponses spectrales contrôlables selon nos souhaits et en rupture avec les sources thermiques usuelles.

Troisième partie

**Résonateurs multi-diélectriques
pour la gestion des pertes**

Chapitre

7

Ingénierie des champs dans un guide d'onde

Sommaire

7.1	Guide d'onde métallique plan	92
7.1.1	Propagation d'une onde TM dans le guide	92
7.1.2	Caractéristiques des modes TM	94
7.2	Guide d'onde à deux diélectriques : surconfinement du champ	96
7.2.1	Propagation d'une onde dans le guide	96
7.2.2	Indice effectif du mode fondamental	98
7.2.3	Influence du facteur de remplissage	99
7.2.4	Influence de la différence d'indice	99
7.2.5	Cas du métal réel	101
7.3	Généralisation à trois diélectriques	102
7.4	Conclusion	103

Comment gérer les pertes dans les structures plasmoniques et les métamatériaux ? C'est la question que se pose Jacob B. Khurgin dans un article en 2015¹. La présence de métal dans ces systèmes génère des pertes dans les domaines visible et infrarouge, qui limitent leurs performances et c'est actuellement un défi de la communauté de la plasmonique et des métamatériaux de limiter voire supprimer ces pertes^{2,3,4,5,6}.

Les métaux en tant que gaz d'électrons libres sont un des matériaux plasmoniques de référence mais ils présentent des pertes importantes dans le domaine optique, limitant le développement de systèmes à ces longueurs d'onde. Même l'utilisation d'or et d'argent, deux métaux nobles de très grande conductivité ne permet pas de réduire ces pertes. Comme on a pu le voir dans la partie précédente, les réponses des métasurfaces MIM étudiées ne pouvaient atteindre des facteurs de qualité très élevés à cause de la présence de métal, ici l'or. La recherche de matériaux à faibles pertes est donc aujourd'hui en plein essor. Certaines stratégies pour limiter les pertes sont alors de modifier l'état de surface des métaux⁷, de rajouter des matériaux à gain pour compenser les pertes⁸ ou de remplacer le métal par des

¹KHURGIN, « How to deal with the loss in plasmonics and metamaterials ».

²BOLTASSEVA et al., « Low-loss plasmonic metamaterials ».

³WEST et al., « Searching for better plasmonic materials ».

⁴BLABER et al., « Optical properties of intermetallic compounds from first principles calculations: a search for the ideal plasmonic material ».

⁵BOBB et al., « Engineering of low-loss metal for nanoplasmonic and metamaterials applications ».

⁶KHURGIN et al., « Reflecting upon the losses in plasmonics and metamaterials ».

⁷Y. WU et al., « Intrinsic optical properties and enhanced plasmonic response of epitaxial silver ».

⁸BERGMAN et al., « Surface plasmon amplification by stimulated emission of radiation: quantum generation of coherent surface plasmons in nanosystems ».

semiconducteurs fortement dopés⁹ ou du graphène^{10,11}.

Dans cette partie, nous cherchons à limiter les pertes liées à la présence de métal en réalisant un contrôle de la localisation des champs dans des métamatériaux. En particulier, nous allons nous concentrer sur des structures présentant des résonances de mode guidé dont le principe est d'exciter le mode propre d'un guide d'onde via les ordres diffractés d'un réseau périodique. Ces structures à résonance de mode guidé¹² sont généralement constituées d'un réseau de diffraction déposé sur une ou plusieurs couches diélectriques servant de guide d'onde. Mais avant d'étudier le système complet, ce chapitre sera consacré à l'étude de guides d'onde plans métal-diélectriques afin de mettre en avant leur capacité à contrôler la localisation des champs. Nous nous intéresserons tout d'abord à la propagation d'une onde dans le cas simple du guide d'onde plan métallique composé de deux plans métalliques infinis entre lesquels se trouve une couche diélectrique. L'étude de ce guide servira de base pour la compréhension de la physique des ondes guidées mais nous verrons que la symétrie de ce guide par rapport à la direction de propagation ne permet pas de contrôler l'allure des champs à l'intérieur. C'est pourquoi, nous examinerons ensuite le cas du guide d'onde plan à base de deux diélectriques et nous montrerons qu'en modifiant les propriétés des diélectriques (proportion, indices), il est possible de réaliser une ingénierie des champs à l'intérieur du guide, qui nous sera utile pour la suite.

7.1 Guide d'onde métallique plan

7.1.1 Propagation d'une onde TM dans le guide

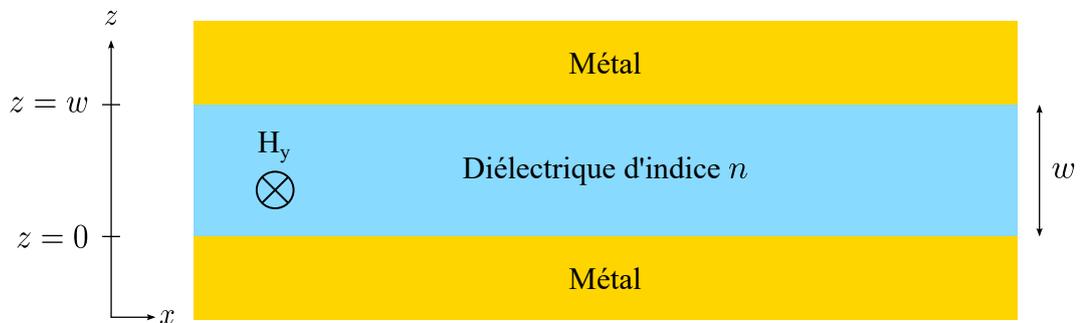


FIGURE 7.1 – Guide d'onde métallique plan, composé de deux plans métalliques infinis. Le cœur du guide est rempli d'un diélectrique d'indice n et sa largeur est w .

On s'intéresse tout d'abord au cas simple du guide d'onde métallique plan, schématisé sur la figure 7.1. Il s'agit de deux plans métalliques infinis selon x et y entre lesquels se trouve une couche diélectrique d'indice n et d'épaisseur w . On suppose que les plans métalliques sont parfaitement conducteurs ($\sigma \rightarrow \infty$) et que le champ ne varie pas dans la direction y ($\frac{\partial}{\partial y} = 0$). On cherche à décrire la propagation dans le guide d'une onde Transverse

⁹HOFFMAN et al., « Negative refraction in semiconductor metamaterials ».

¹⁰VAKIL et al., « Transformation optics using graphene ».

¹¹GRIGORENKO et al., « Graphene plasmonics ».

¹²S. WANG et al., « Guided-mode resonances in planar dielectric-layer diffraction gratings ».

Magnétique (TM), c'est-à-dire dont le champ magnétique est orthogonal à la direction de propagation x : $\mathbf{H} = H_y \mathbf{y}$.

Lorsqu'un guide est parcouru par une onde électromagnétique plane monochromatique, celle-ci doit être solution de l'équation de Helmholtz :

$$(\nabla^2 + \omega^2 \mu \epsilon) \mathbf{H} = \mathbf{0} \quad (7.1)$$

où $\mu = \mu_0 \mu_r$ et $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$ sont respectivement la perméabilité magnétique et la permittivité diélectrique de la couche diélectrique avec $\epsilon_r = n^2$.

Le champ \mathbf{H} s'écrivant $\mathbf{H} = H_y \mathbf{y}$ dans le cas TM, l'équation 7.1 devient :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \omega^2 \mu \epsilon \right) H_y = 0 \quad (7.2)$$

On écrit les solutions de l'équation 7.2 sous la forme d'ondes planes monochromatiques se propageant suivant l'axe x : $H_y(x, z) = H_o(z) e^{-i\beta_x x}$

L'équation 7.2 devient alors :

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \omega^2 \mu \epsilon - \beta_x^2 \right] H_o(z) = 0 \quad (7.3)$$

Les solutions de cette équation différentielle s'écrivent sous la forme :

$$H_o(z) = A_o \cos(\beta_z z) + B_o \sin(\beta_z z) \quad (7.4)$$

L'expression du champ H_y devient alors :

$$H_y(x, z) = [A_o \cos(\beta_z z) + B_o \sin(\beta_z z)] e^{-i\beta_x x} \quad (7.5)$$

où $\beta_z^2 = \omega^2 \mu \epsilon - \beta_x^2$ est la relation de dispersion du guide.

On s'intéresse maintenant aux conditions aux limites du champ électrique \mathbf{E} au niveau des interfaces métalliques, en $z = 0$ et $z = w$.

L'équation de Maxwell-Ampère nous permet de relier le champ électrique \mathbf{E} au champ magnétique \mathbf{H} et d'écrire les composantes E_x et E_z :

$$\begin{cases} E_x(x, z) = \frac{-\beta_z}{i\omega\epsilon} [B_o \cos(\beta_z z) - A_o \sin(\beta_z z)] e^{-i\beta_x x} \\ E_z(x, z) = \frac{-\beta_x}{\omega\epsilon} [A_o \cos(\beta_z z) + B_o \sin(\beta_z z)] e^{-i\beta_x x} \end{cases} \quad (7.6)$$

Les conditions de continuité aux interfaces avec un métal parfaitement conducteur, en $z = 0$ et $z = w$, donnent $E_x(z = 0) = E_x(z = w) = 0$. Ces conditions mènent à $B_o = 0$ et $\beta_z = \frac{m\pi}{w}$ avec $m \in \mathbb{N}$.

Finalement, en posant $A_o = H_o$, les composantes des champs \mathbf{H} et \mathbf{E} s'écrivent :

$$H_y = H_o \cos\left(\frac{m\pi}{w} z\right) e^{-i\beta_x x} \quad (7.7)$$

$$E_x = \frac{m\pi}{i\omega\epsilon w} H_o \sin\left(\frac{m\pi}{w} z\right) e^{-i\beta_x x} \quad (7.8)$$

$$E_z = \frac{-\beta_x}{\omega\epsilon} H_o \cos\left(\frac{m\pi}{w} z\right) e^{-i\beta_x x} \quad (7.9)$$

La relation de dispersion du guide d'onde plan est alors :

$$\beta_x = \sqrt{\omega^2 \mu\epsilon - \left(\frac{m\pi}{w}\right)^2} \quad (7.10)$$

On peut visualiser la propagation du champ magnétique dans le guide en écrivant H_y comme une somme d'exponentielles complexes :

$$H_y = \frac{H_o}{2} [e^{i\beta_z z - i\beta_x x} + e^{-i\beta_z z - i\beta_x x}] \quad (7.11)$$

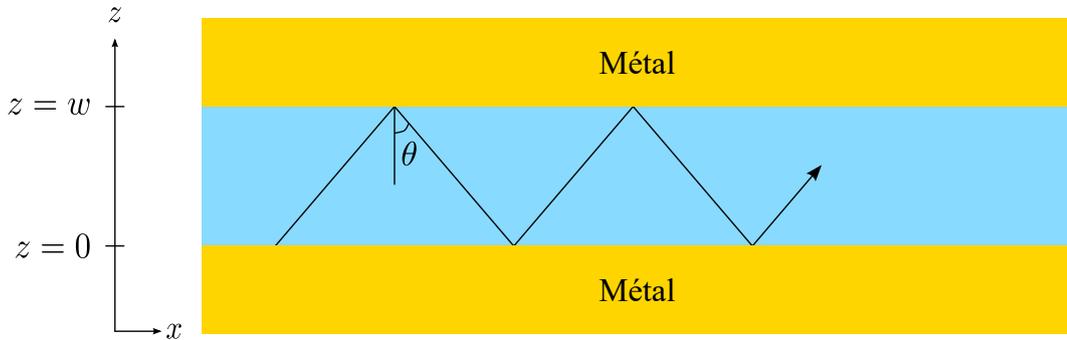


FIGURE 7.2 – Propagation du champ magnétique dans le guide d'onde.

Le premier terme représente une onde plane se propageant dans la direction des z négatifs et des x positifs tandis que le second terme correspond à une onde se propageant dans la direction des z et x positifs. De par la relation de dispersion $\beta_z^2 + \beta_x^2 = \omega^2 \mu\epsilon = \beta^2$, on peut définir $\beta_z = \beta \cos \theta$ et $\beta_x = \beta \sin \theta$. On a donc dans le guide une onde plane se propageant par réflexion totale entre les deux plans métalliques avec un angle θ ne pouvant prendre que des valeurs discrètes (Fig. 7.2).

7.1.2 Caractéristiques des modes TM

Pour chaque valeur de m , on dit qu'on a un mode TM d'ordre m , appelé mode TM_m avec les champs H_y , E_x et E_z et la relation de dispersion associés.

Pour un mode TM_m , on peut définir la fréquence de coupure ω_{mc} au-delà de laquelle le mode correspondant est guidé et donc tel que sa composante β_z est réelle.

$$\omega_{mc} = \frac{m\pi}{w\sqrt{\mu\epsilon}} \quad (7.12)$$

Lorsque $\omega > \omega_{mc}$, tous les modes TM_i où $0 < i \leq m$, sont propagatifs ou guidés, tandis que tous les modes d'ordre supérieur sont évanescents ou coupés.

La longueur d'onde de coupure λ_{mc} correspondant à la fréquence de coupure possède alors l'expression suivante et le mode TM_m est guidé lorsque $\lambda < \lambda_{mc}$.

$$\lambda_{mc} = \frac{2w}{m} \quad (7.13)$$

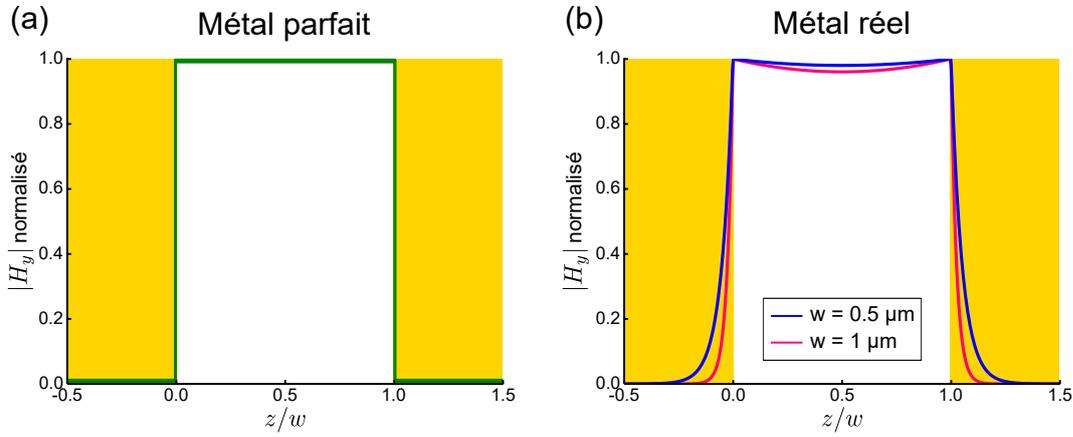


FIGURE 7.3 – Profil du champ magnétique du mode fondamental dans un guide d'onde plan métallique (a) dans le cas du métal parfait, (b) dans le cas du métal réel à $\lambda = 5 \mu\text{m}$, pour deux largeurs de guide $w = 0.5$ et $1 \mu\text{m}$.

On regarde maintenant plus en détail le mode fondamental TM_0 ($m = 0$). On a alors $\beta_z = 0$, $\beta_x = \omega\sqrt{\mu\epsilon}$ et $E_x = 0$. Ce mode ne possède pas de fréquence de coupure et est guidé quelle que soit la longueur d'onde.

Le champ magnétique du mode fondamental s'écrit :

$$H_y(x) = H_o e^{-i\omega\sqrt{\mu\epsilon}x} \quad (7.14)$$

Le profil du champ magnétique H_y , à une position x donnée dans le guide a la forme indiquée sur la figure 7.3(a). Il est constant en z dans le diélectrique et a donc une allure symétrique par rapport au guide, quelles que soient les dimensions et la longueur d'onde.

L'étude du guide d'onde métallique plan a été réalisée sous l'hypothèse de métaux parfaits, mais en réalité, les métaux présentent des pertes dans l'infrarouge. Il est possible de modéliser ce guide d'onde sous BMM¹³ et de calculer ses modes propres dans le cas où le métal n'est pas parfait. On considère un guide d'onde en or, dont la permittivité est décrite par un modèle de Drude avec $\lambda_p = 159 \text{ nm}$ et $\gamma = 0.0048$. Le diélectrique est d'indice $n = 2$ et pour deux épaisseurs $w = 0.5 \mu\text{m}$ et $w = 1 \mu\text{m}$, on trace le profil du champ magnétique du mode fondamental à $\lambda = 5 \mu\text{m}$ (Fig. 7.3(b)). On constate que dans le cas d'un métal réel dans l'infrarouge, le champ magnétique pénètre dans les couches métalliques et varie peu dans le diélectrique. Le profil du champ est symétrique par rapport au guide et les pertes sont identiques dans chaque couche métallique.

Dans les deux cas, métal réel ou parfait, le champ varie peu ou pas dans la couche diélectrique et le profil est symétrique dû à la symétrie du guide. Afin de contrôler la répartition du champ dans le guide, on étudie maintenant le cas du guide d'onde métallique plan asymétrique à deux diélectriques.

¹³BOUCHON et al., « Fast modal method for subwavelength gratings based on B-spline formulation ».

7.2 Guide d'onde à deux diélectriques : surconfinement du champ

7.2.1 Propagation d'une onde dans le guide

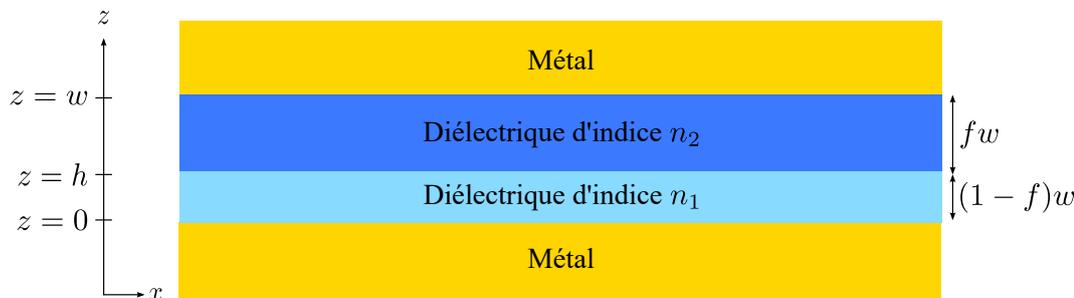


FIGURE 7.4 – Guide d'onde métallique plan, composé de deux plans métalliques infinis. Le cœur du guide, de largeur w est rempli avec deux diélectriques d'indice n_1 entre $z = 0$ et $z = h$ et d'indice n_2 entre $z = h$ et $z = w$.

On s'intéresse maintenant à des guides d'onde à base de plans métalliques dont le cœur est constitué de deux couches diélectriques d'indices n_1 et n_2 et dont l'épaisseur totale est w , comme schématisé sur la figure 7.4. Les plans métalliques sont infinis selon x et y et on les suppose parfaitement conducteurs ($\sigma \rightarrow \infty$). On introduit le facteur de remplissage f , variant entre 0 et 1, qui permet de décrire la proportion des diélectriques dans le guide d'onde. L'épaisseur totale de diélectrique étant w , on note fw l'épaisseur de la couche d'indice n_2 et $(1-f)w$ l'épaisseur de la couche d'indice n_1 . Dans les cas limites, lorsque $f = 0$, le cœur du guide d'onde ne contient que du diélectrique d'indice n_1 et au contraire si $f = 1$, il n'est rempli qu'avec le diélectrique d'indice n_2 . On note h la position en z de l'interface entre les deux diélectriques.

On va chercher maintenant l'expression des champs dans le guide. On résout l'équation de Helmholtz dans chaque couche diélectrique, les indices 1 correspondant dans la suite à la couche d'indice n_1 et les indices 2 à la couche d'indice n_2 . De la même manière que dans le cas à un diélectrique, on arrive à une expression du champ magnétique dans chaque couche, solution de l'équation de Helmholtz :

$$\begin{cases} H_{y1}(x, z) = [A_1 \cos(\beta_{z1}z) + B_1 \sin(\beta_{z1}z)] e^{-i\beta_x x} \\ H_{y2}(x, z) = [A_2 \cos(\beta_{z2}(w-z)) + B_2 \sin(\beta_{z2}(w-z))] e^{-i\beta_x x} \end{cases} \quad (7.15)$$

avec les relations de dispersion suivantes dans chaque couche :

$$\begin{cases} \beta_{z1}^2 + \beta_x^2 = \omega^2 \mu_1 \epsilon_1 \\ \beta_{z2}^2 + \beta_x^2 = \omega^2 \mu_2 \epsilon_2 \end{cases} \quad (7.16)$$

Les conditions de continuité à l'interface entre les deux diélectriques imposent la conservation de la composante β_x : $\beta_{x1} = \beta_{x2} = \beta_x$

On déduit ensuite la composante E_x du champ électrique à l'aide de l'équation de Maxwell Ampère :

$$\begin{cases} E_{x1}(x, z) = \frac{-\beta_{z1}}{i\omega\epsilon_1} [B_1 \cos(\beta_{z1}z) - A_1 \sin(\beta_{z1}z)] e^{-i\beta_x x} \\ E_{x2}(x, z) = \frac{\beta_{z2}}{i\omega\epsilon_2} [B_2 \cos(\beta_{z2}(w-z)) - A_2 \sin(\beta_{z2}(w-z))] e^{-i\beta_x x} \end{cases} \quad (7.17)$$

Les conditions de continuité aux interfaces avec un métal parfaitement conducteur, en $z = 0$ et $z = w$, donnent $E_{x1}(z = 0) = 0$ et $E_{x2}(z = w) = 0$, ce qui nous permet d'en déduire $B_1 = 0$ et $B_2 = 0$.

Les conditions de continuité à l'interface entre les deux diélectriques en $z = h$ donnent :

$$\begin{cases} E_{x1}(z = h) = E_{x2}(z = h) \\ H_{y1}(z = h) = H_{y2}(z = h) \end{cases} \quad (7.18)$$

soit

$$\begin{cases} A_1 \cos(\beta_{z1}h) = A_2 \cos(\beta_{z2}(w-h)) \\ \frac{-\beta_{z1}}{i\omega\epsilon_1} A_1 \sin(\beta_{z1}h) = \frac{\beta_{z2}}{i\omega\epsilon_2} A_2 \sin(\beta_{z2}(w-h)) \end{cases} \quad (7.19)$$

On obtient alors :

$$\frac{\beta_{z1}}{\epsilon_1} \tan(\beta_{z1}h) = \frac{-\beta_{z2}}{\epsilon_2} \tan(\beta_{z2}(w-h)) \quad (7.20)$$

Pour déterminer β_{z1} , β_{z2} et β_x , il faut résoudre cette équation 7.20 avec les relations de dispersion 7.16, ce qui nous permet ensuite d'obtenir le profil suivant z du champ magnétique H_y en fonction des paramètres du système, en $x = 0$ par exemple :

$$H_y(x = 0, z) = \begin{cases} A_1 \cos(\beta_{z1}z) & \text{si } 0 \leq z \leq h \\ A_2 \cos(\beta_{z2}(w-z)) & \text{si } h \leq z \leq w \end{cases} \quad (7.21)$$

Selon l'indice n_1 du diélectrique 1, la constante β_{z1} peut être imaginaire pure ($\beta_{z1}^2 < 0$), dans ce cas l'équation à résoudre devient :

$$\frac{\beta_{z1}}{\epsilon_1} \tanh(|\beta_{z1}|h) = \frac{\beta_{z2}}{\epsilon_2} \tan(\beta_{z2}(w-h)) \quad (7.22)$$

Le profil du champ H_y suivant z devient :

$$H_y(x = 0, z) = \begin{cases} A_1 \cosh(|\beta_{z1}|z) & \text{si } 0 \leq z \leq h \\ A_2 \cos(\beta_{z2}(w-z)) & \text{si } h \leq z \leq w \end{cases} \quad (7.23)$$

Dans la couche de diélectrique d'indice élevé n_2 , l'onde est stationnaire selon z et se propage selon x . Comme dans le cas du guide d'onde à un diélectrique étudié précédemment, elle se propage par réflexion totale interne entre les deux plans métalliques avec un angle θ dont la valeur dépend de β d'après la relation de dispersion $\beta_{z2}^2 + \beta_x^2 = \beta^2$. En revanche, dans la couche diélectrique d'indice faible n_1 , l'onde est évanescence selon z et se propage selon x .

Dans la suite de l'étude, on considère le cas d'un guide d'onde dont les indices sont $n_1 = 1$ et $n_2 = 3.3$, cas dans lequel la constante β_{z1} est imaginaire pure quelles que soient les dimensions du guide.

7.2.2 Indice effectif du mode fondamental

On étudie maintenant le mode fondamental obtenu par résolution des équations précédentes. Le paramètre caractéristique du système est le rapport de la largeur de la cavité sur la longueur d'onde, appelé largeur normalisée w/λ .

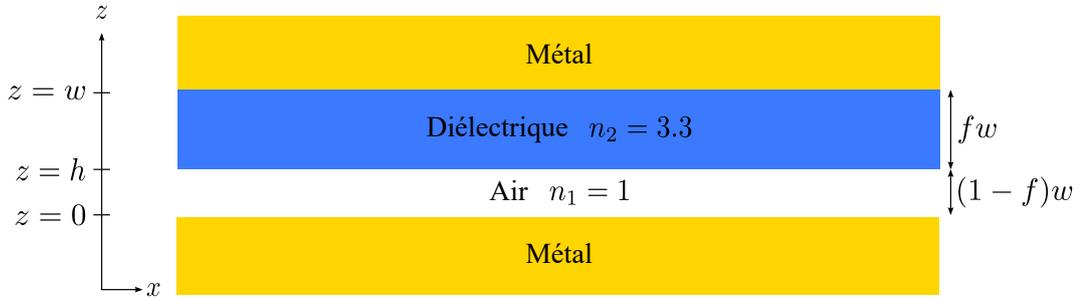


FIGURE 7.5 – Guide d'onde métallique plan, composé de deux plans métalliques infinis.

Le cœur du guide, de largeur w est rempli avec deux diélectriques d'indice $n_1 = 1$ entre $z = 0$ et $z = (1 - f)w$ et d'indice $n_2 = 3.3$ entre $z = (1 - f)w$ et $z = w$.

On considère ici un guide d'onde constitué de deux diélectriques d'indices $n_1 = 1$ et $n_2 = 3.3$ entre deux plans métalliques selon le schéma de la figure 7.5.

L'indice effectif du guide n_{eff} est défini de la manière suivante :

$$n_{\text{eff}} = \frac{\beta_z}{k_0} \quad (7.24)$$

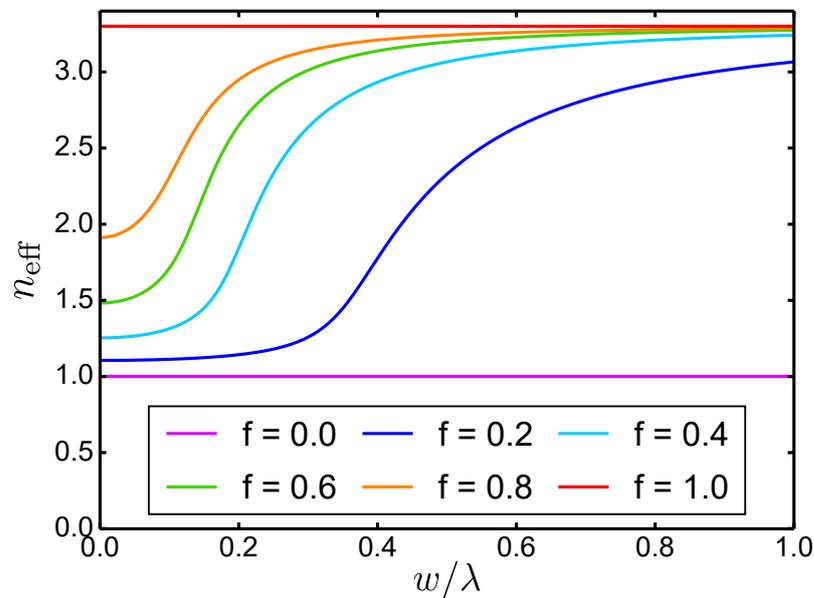


FIGURE 7.6 – Evolution de l'indice effectif du guide en fonction de la largeur normalisée w/λ pour différentes valeurs de facteurs de remplissage f : 0, 20, 40, 60, 80 et 100%.

On calcule l'évolution de l'indice effectif en fonction de la largeur normalisée w/λ pour plusieurs facteurs de remplissage f : 0, 20, 40, 60, 80, 100% (Fig. 7.6). Les cas $f = 0\%$ et

$f = 100\%$ correspondent respectivement aux cas où le guide d'onde ne contient que de l'air ($n_{\text{eff}} = n_1 = 1$) et que du diélectrique ($n_{\text{eff}} = n_2 = 3.3$). On remarque dans les autres cas que l'indice effectif converge vers l'indice le plus élevé (ici $n_2 = 3.3$) dès que la couche de ce diélectrique est suffisamment épaisse pour confiner le mode fondamental. Lorsque f est assez grand ($f > 0.6$) c'est-à-dire lorsque le guide est rempli avec plus de 60% de diélectrique de fort indice, la convergence de l'indice effectif vers n_2 a lieu rapidement, dès que la largeur normalisée est supérieure à 0.6. En revanche, pour les plus faibles facteurs de remplissage, il faut atteindre des largeurs normalisées beaucoup plus grandes pour avoir suffisamment de diélectrique d'indice fort pour réaliser le confinement de la propagation du mode fondamental à l'intérieur.

De par la supposition de métaux parfaitement conducteurs lors du calcul du champ magnétique précédemment, on n'observe pas ici le couplage plasmonique qui apparaît lorsque la largeur du guide est très faible, de l'ordre de l'épaisseur de peau du métal δ , soit pour des largeurs normalisées de l'ordre δ/λ . Le mode est alors principalement localisé vers les parois métalliques et l'indice effectif¹⁴ varie en $(1 + \frac{\delta}{w})$. Mais comme dans cette partie, nous nous plaçons dans des cas où la largeur est très supérieure à l'épaisseur de peau ($w \gg \delta$), la supposition de métaux parfaitement conducteurs reste valable.

7.2.3 Influence du facteur de remplissage

On regarde maintenant l'évolution du profil du champ magnétique H_y dans le guide en fonction du facteur de remplissage f . On considère quatre valeurs de f : 20, 40, 60 et 80% et quatre largeurs normalisées w/λ : 0.01, 0.05, 0.1 et 0.5. L'ensemble des profils est tracé en figure 7.7. Pour une largeur normalisée du guide de 0.01 (Fig. 7.7(a)), le champ magnétique est quasiment constant dans le guide d'onde et le facteur de remplissage a peu d'influence sur la répartition du champ dans le guide. Lorsque la largeur normalisée augmente (Fig. 7.7(b-c)), le profil du champ devient asymétrique avec un champ magnétique plus présent dans la couche d'indice fort que celle d'indice faible. Ce phénomène est encore plus marqué pour des grands facteurs de remplissage. Pour des largeurs très grandes (Fig. 7.7(d) : $w/\lambda = 0.5$), le profil est asymétrique avec un champ entièrement localisé dans le diélectrique d'indice fort quel que soit le facteur de remplissage. Comme vu précédemment, l'indice effectif du guide est alors égal à l'indice n_2 .

7.2.4 Influence de la différence d'indice

Dans l'étude précédente, les indices des deux diélectriques étaient $n_1 = 1$ et $n_2 = 3.3$, soit une différence d'indice $\Delta n = n_2 - n_1 = 2.3$. On peut alors s'interroger sur l'influence de la différence d'indice. La figure 7.8 montre des profils du champ magnétique dans le guide pour différentes valeurs d'indice faible n_1 tandis que n_2 reste fixé à 3.3. Dans les deux cas [$w/\lambda = 0.1, f = 80\%$] et [$w/\lambda = 0.5, f = 60\%$], le champ est plus confiné dans le diélectrique d'indice fort quand la différence entre les deux indices est élevée. Dans la configuration $w/\lambda = 0.1$ et $f = 80\%$ où le guide d'onde est moins large, on tend même vers le cas du profil constant lorsque la différence d'indice est très faible ($\Delta n = 0.3$). On remarque également

¹⁴COLLIN et al., « Waveguiding in nanoscale metallic apertures ».

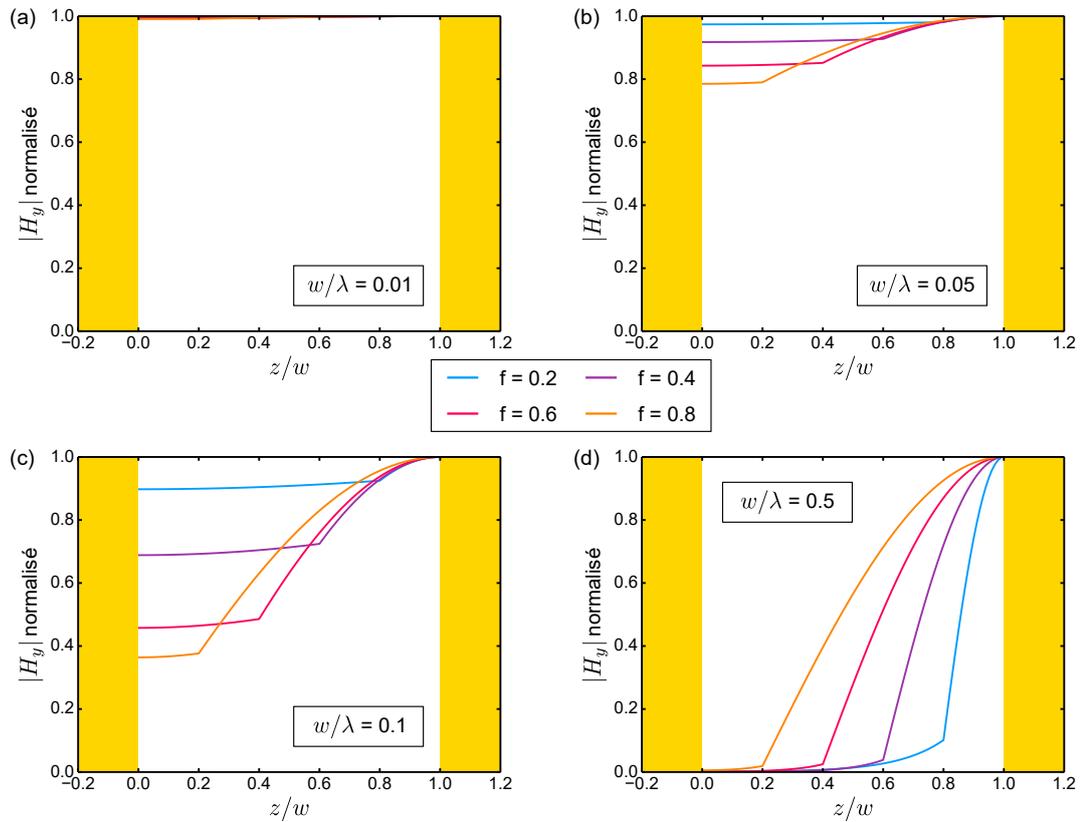


FIGURE 7.7 – Profils selon z du champ magnétique $|H_y|$ dans le guide pour des facteurs de remplissage f égaux à 20, 40, 60 et 80%, pour des rapports w/λ égaux à (a) 0.01, (b) 0.05, (c) 0.1 et (d) 0.5.

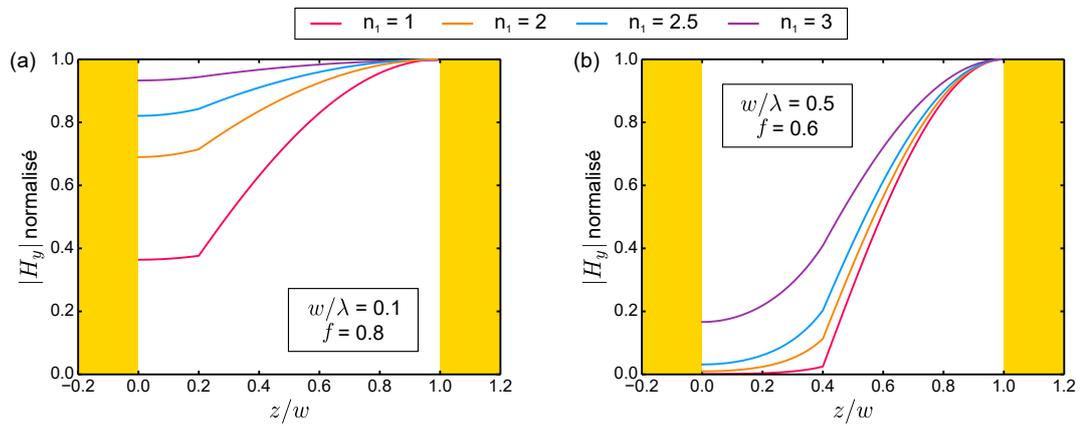


FIGURE 7.8 – Profils selon z du champ magnétique $|H_y|$ pour (a) un guide de largeur normalisée $w/\lambda = 0.1$ rempli à $f = 80\%$ de diélectrique d'indice $n_2 = 3.3$ et (b) un guide de largeur normalisée $w/\lambda = 0.5$ rempli à $f = 60\%$ de diélectrique d'indice $n_2 = 3.3$. Les indices du diélectrique 1 sont $n_1 = 1, 2, 2.5$ et 3 .

dans les deux géométries que plus la différence d'indice Δn est faible, moins le raccord entre les champs des deux diélectriques est visible.

La localisation du champ magnétique dans le guide dépend donc de la nature et de la proportion des diélectriques et il est possible de ne confiner le mode que dans la couche de plus fort indice, créant ainsi une asymétrie du profil du champ dans le guide.

7.2.5 Cas du métal réel

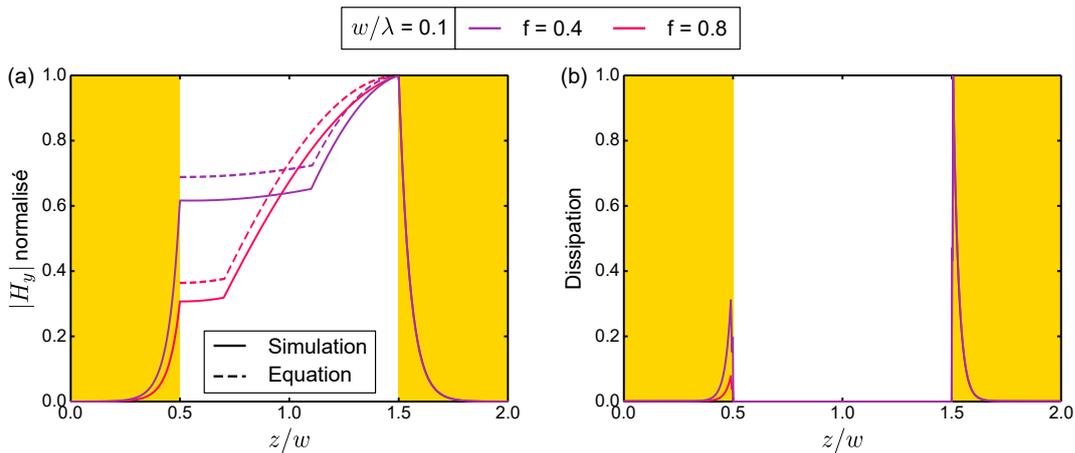


FIGURE 7.9 – (a) Profils selon z du champ magnétique $|H_y|$ dans le guide de largeur normalisée $w/\lambda = 0.1$ pour des facteurs de remplissage f égaux à 40 et 80%. Les profils obtenus par simulation (traits pleins) et ceux obtenus par la résolution de l'équation de propagation (traits pointillés) sont comparés. (b) Profils selon z de la dissipation dans le guide pour des facteurs de remplissage f égaux à 40 et 80%.

L'étude réalisée précédemment prend en compte des métaux parfaits, mais dans l'infrarouge les métaux présentent des pertes et le champ magnétique pénètre alors dans le métal. Cependant, on va montrer que l'allure du champ dans le guide reste la même. On compare donc des profils de champ obtenus avec la résolution de l'équation de propagation dans le cas d'un métal parfait avec des profils de champs de guides modélisés sous BMM avec un métal réel. On modélise avec BMM un guide d'onde composé de couches métalliques en or entre lesquelles se trouvent deux couches diélectriques d'épaisseur totale w . La couche d'indice faible $n_1 = 1$ est d'épaisseur $(1 - f)w$ et celle d'indice fort $n_2 = 3.3$ est d'épaisseur fw . On se place dans le cas de largeurs normalisées w/λ égales à 0.1, qui seront les cas qui nous intéresseront dans le prochain chapitre. A $\lambda = 5 \mu\text{m}$, cela correspond à une largeur $w = 0.5 \mu\text{m}$.

La figure 7.9(a) présente les profils du champ magnétique obtenus avec BMM pour deux valeurs de f : 40 et 80%. En pointillés sont tracés les profils obtenus lors de la résolution de l'équation de propagation dans le guide avec un métal supposé parfait. On remarque que l'allure des courbes dans les couches diélectriques est la même, la différence venant du modèle de métal utilisé. Dans le cas du métal avec pertes avec BMM, on observe une pénétration du champ dans le métal, identique dans le métal proche du diélectrique d'indice élevé pour les deux facteurs de remplissage, et plus importante dans l'autre couche métallique à $f = 40\%$ qu'à $f = 80\%$. Les simulations avec BMM permettent également d'obtenir la localisation de la dissipation dans le guide. La figure 7.9(b) montre le profil de la dissipation dans le

guide pour les deux valeurs de f . Dans les deux cas, la dissipation est identique et maximale dans la couche métallique voisine du diélectrique d'indice fort, c'est-à-dire là où le champ magnétique est principalement confiné. Dans l'autre couche métallique, on observe plus de dissipation à $f = 40\%$ qu'à $f = 80\%$, en raison du fait que le champ magnétique pénètre plus dans la couche.

7.3 Généralisation à trois diélectriques

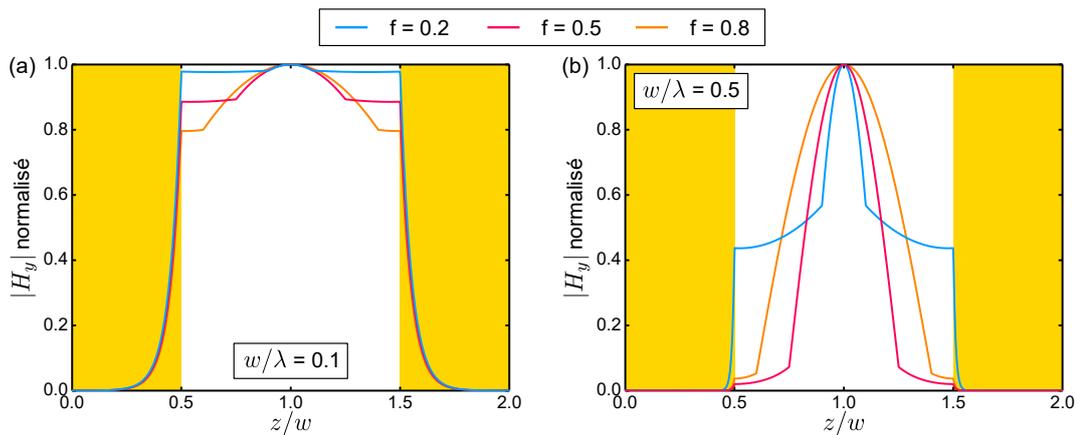


FIGURE 7.10 – (a) Profils selon z du champ magnétique $|H_y|$ dans le guide de largeur normalisée $w/\lambda = 0.1$ pour des facteurs de remplissage f égaux à 20, 50 et 80%. (b) Profils selon z du champ magnétique $|H_y|$ dans le guide de largeur normalisée $w/\lambda = 0.5$ pour des facteurs de remplissage f égaux à 20, 50 et 80%.

L'ingénierie des champs réalisée avec des guides d'onde à deux diélectriques peut se généraliser avec plus de diélectriques. En particulier, nous allons nous concentrer sur des combinaisons de trois diélectriques. Le nombre de combinaisons réalisables en fonction des indices et des épaisseurs des couches ainsi que de la position relative des couches rend cette ingénierie plus complexe mais permet d'obtenir des confinements du champ au coeur du guide, loin des interfaces métalliques. Nous allons présenter ici quelques exemples, non exhaustifs, de guides d'onde plans métalliques à trois diélectriques.

La figure 7.10 présente des profils de champs dans des guides d'onde tri-couches modélisés sous BMM, étudiés à $\lambda = 5 \mu\text{m}$. Ils sont constitués d'une couche diélectrique d'indice élevé ($n_2 = 3.3$) d'épaisseur fw entre deux couches d'indice faible ($n_1 = 1$) de même épaisseur $(1-f)w/2$. On se place à $w/\lambda = 0.1$ (Fig. 7.10(a)) et $w/\lambda = 0.5$ (7.10(b)) et on étudie les cas $f = 20\%$, 50% et 80% . Comme attendu, le champ est principalement confiné dans le diélectrique d'indice élevé dès que l'épaisseur est suffisante, c'est-à-dire pour des grands facteurs de remplissage. Il est bien évidemment possible de déplacer la localisation du champ en modifiant les épaisseurs des couches d'indice faible.

Les exemples de guides d'onde présentés ici ont montré un avant-goût de ce qu'il était possible de réaliser avec trois voire plus diélectriques. Leurs indices, largeurs et positions relatives sont autant de degrés de liberté qui permettent de contrôler le champ dans le guide

et la dissipation dans les couches métalliques selon l'application souhaitée. On reviendra à ce cas à trois diélectriques dans le dernier chapitre afin de réaliser des absorbants à très grand facteur de qualité.

7.4 Conclusion

L'étude de guides d'onde asymétriques dont le cœur est constitué de deux diélectriques d'indices différents, nous a montré qu'il était possible de contrôler la localisation du champ magnétique à l'intérieur, contrairement aux guides d'onde métalliques plans classiques. En remplaçant un des plans métalliques par un réseau de diffraction métallique, il devient possible de coupler un des ordres diffractés de ce dernier avec un mode propre du guide d'onde que l'on a étudié afin d'obtenir des résonances de mode guidé. On verra dans la suite de cette partie que le contrôle de la localisation des champs dans ces structures mène à un contrôle de la localisation de l'absorption nous permettant de mieux gérer les pertes liées aux métaux et d'obtenir par exemple des réponses spectrales très fines.

Chapitre

8

Localisation de l'absorption dans des résonateurs GMR améliorés

Sommaire

8.1 Les résonateurs à résonance de mode guidé	106
8.1.1 Résonance de mode guidé en réflexion	107
8.1.2 Influence du guide d'onde	108
8.1.3 Influence du réseau	109
8.1.4 Tolérance angulaire	110
8.1.5 Conclusion	113
8.2 Contrôle de la localisation de l'absorption dans des résonateurs GMR	113
8.2.1 Description des GMR bi-couches	114
8.2.2 Influence du facteur de remplissage	117
8.2.3 Influence de la différence d'indice	119
8.2.4 Démonstration expérimentale	121
8.3 Conclusion	124

Les filtres à résonance de mode guidé, que l'on appellera dans la suite filtres GMR pour Guided Mode Resonance, ont été introduits au début des années 1990 par Magnusson et Wang^{1,2,3}. Le principe de cette résonance de mode guidé est de coupler les ordres diffractés d'un réseau périodique avec un mode propre d'un guide d'onde. Les premières structures étudiées par Magnusson et Wang étaient composées d'un réseau de diffraction en matériau diélectrique qui agissait également comme le guide d'onde mais plus généralement, les filtres GMR sont constitués d'un réseau de diffraction déposé sur une ou plusieurs couches minces horizontales constituant le guide d'onde^{4,5,6}. Ces filtres tout diélectriques, très étudiés dans la littérature, présentent des réponses spectrales symétriques avec de très grands facteurs de qualité et un excellent taux de réjection. Dans notre équipe, des filtres GMR métal-diélectriques composés d'un réseau métallique de fentes étroites et d'un guide en diélectrique ont été étudiés^{7,8,9}. Ces filtres possèdent un facteur de qualité plus faible que celui des

¹MAGNUSSON et al., « New principle for optical filters ».

²S. WANG et al., « Guided-mode resonances in planar dielectric-layer diffraction gratings ».

³S. WANG et al., « Theory and applications of guided-mode resonance filters ».

⁴SHARON et al., « Resonant grating-waveguide structures for visible and near-infrared radiation ».

⁵FEHREMBACH et al., « Phenomenological theory of filtering by resonant dielectric gratings ».

⁶FEHREMBACH et al., « Experimental demonstration of a narrowband, angular tolerant, polarization independent, doubly periodic resonant grating filter ».

⁷SAKAT et al., « Guided mode resonance in subwavelength metallodielectric free-standing grating for bandpass filtering ».

⁸SAKAT et al., « Free-standing guided-mode resonance band-pass filters: from 1D to 2D structures ».

⁹TUAMBILANGANA et al., « Two-mode model for metal-dielectric guided-mode resonance filters ».

GMR diélectriques à cause de la présence de métal et donc de pertes mais l'élargissement de la largeur à mi-hauteur des spectres de transmission (de quelques nanomètres pour les GMR tout diélectriques à la centaine de nanomètres ici en bande II) est plus adapté pour l'application de ces filtres à l'imagerie multispectrale infrarouge.

Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser à des résonateurs GMR métal-diélectriques travaillant en réflexion/absorption. Après avoir rappelé les propriétés de la structure de base dont le guide d'onde n'est composé que d'un diélectrique, nous étudierons plus en détail une nouvelle structure possédant un guide d'onde à base de deux couches diélectriques comme ceux étudiés dans le chapitre précédent. On démontrera avec ces structures la possibilité de réaliser un contrôle de la localisation de l'absorption et des champs dans la structure.

8.1 Les résonateurs à résonance de mode guidé

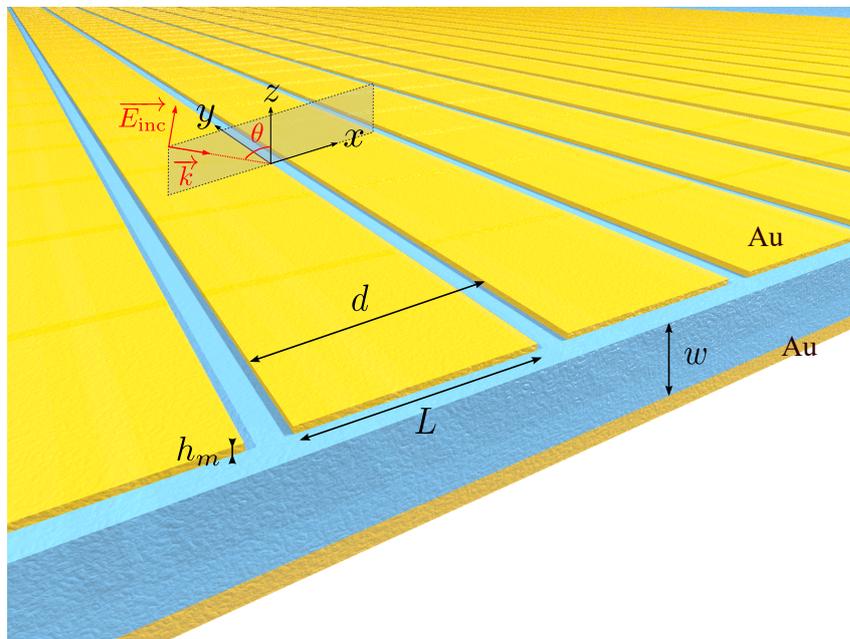


FIGURE 8.1 – Schéma d'un résonateur GMR fonctionnant en réflexion composé d'un réseau de période d de rubans en or de largeur L et d'épaisseur h_m , d'une couche de diélectrique d'épaisseur w servant de guide d'onde et d'un miroir en or continu suffisamment épais pour que la transmission de la structure soit nulle. La réponse de cette structure est étudiée pour une onde incidente polarisée TM avec un angle d'incidence θ , le champ magnétique est alors selon la direction des rubans.

Les structures GMR étudiées dans notre équipe sont composées d'un réseau en or déposé sur un guide d'onde en nitrure de silicium Si_3N_4 et fonctionnent en transmission. La résonance du filtre à une longueur d'onde λ_r est due au couplage des ordres ± 1 diffractés par le réseau avec l'un des modes propres du guide d'onde. La résonance est accordable en modifiant les paramètres géométriques du filtre et en particulier avec les dimensions du réseau (période et largeur des fentes). Dans ce chapitre, on va s'intéresser à des structures

GMR fonctionnant en réflexion, c'est-à-dire avec un miroir métallique ajouté sous le guide d'onde et suffisamment épais pour que la transmission de la structure soit nulle.

8.1.1 Résonance de mode guidé en réflexion

On considère le résonateur GMR présenté en figure 8.1. Il est composé d'un réseau de période d de rubans en or de largeur L et d'épaisseur h_m , placé sur une couche de diélectrique d'épaisseur w et d'indice n constituant le guide d'onde. En dessous se trouve un miroir en or suffisamment épais pour que la structure globale fonctionne en réflexion ($T = 0$). Eclairée par une onde incidente polarisée TM, c'est-à-dire dont le champ magnétique est selon la direction des rubans (selon la configuration indiquée sur la figure 8.1), la structure agit comme un filtre coupe bande en réflexion à une longueur d'onde λ_r . La résonance est ici due au couplage des ordres diffractés ± 1 avec un mode propre du guide d'onde. La période du réseau doit alors être judicieusement choisie pour assurer ce couplage. En effet, on souhaite avoir les ordres 0, +1 et -1 dans le guide diélectrique mais aucun ordre diffracté dans l'air. Les ordres ± 1 doivent également être en réflexion totale interne aux interfaces métal/diélectrique, ce qui se traduit par la condition suivante en incidence normale : $d < \lambda_r < nd$.

On modélise avec BMM¹⁰ un résonateur GMR en or dont la permittivité est décrite par un modèle de Drude $\varepsilon_{\text{Au}}(\lambda) = 1 - [(\lambda_p/\lambda + i\gamma)\lambda_p/\lambda]^{-1}$ avec les paramètres $\lambda_p = 159$ nm et $\gamma = 0.0048$. Le diélectrique possède un indice $n = 2$, qui correspond par exemple à l'indice du nitrure de silicium Si_3N_4 dans la bande II de l'infrarouge où il est transparent. Les dimensions du résonateur, représenté en figure 8.2(a), sont les suivantes : $d = 2.1$ μm , $L = 1.975$ μm , $h_m = 50$ nm, $w = 820$ nm. La figure 8.2(b) présente les spectres de réflectivité et d'absorption de la structure pour une onde incidente polarisée TM en incidence normale (ici $A = 1 - R$). On observe une résonance à $\lambda_r = 4.15$ μm où 99.5% de la lumière incidente est absorbée dans la structure. La largeur à mi-hauteur du pic de résonance est de $\Delta\lambda = 36$ nm, la résonance possède alors un facteur de qualité $Q = 115$. On note également un excellent taux de réjection avec une réflectivité supérieure à 90% en dehors d'une bande de largeur $2\Delta\lambda$ centrée sur la longueur d'onde de résonance. La carte du champ magnétique $|H_y|^2$ dans la structure à la longueur d'onde de résonance $\lambda_r = 4.15$ μm est affichée en figure 8.2(c). On observe que le champ magnétique est localisé dans la couche diélectrique au niveau des interfaces métal/diélectrique. Ce résultat est cohérent avec l'étude effectuée dans le chapitre précédent lorsque l'on considère un guide d'onde composé d'un diélectrique entre deux couches en or continues. Le profil du champ magnétique obtenu dans ce cas est constant en z . L'écart entre les deux est dû à la perturbation induite par les fentes du réseau d'or sur les modes du guide. La carte de dissipation dans la structure (Fig. 8.2(d)) montre que l'absorption de la lumière dans la structure a lieu dans les couches métalliques, qui sont les couches à pertes. On observe la répartition de l'absorption à la résonance suivante : $A_{\text{réseau}}(\lambda_r) = 38.9\%$ au niveau des rubans et $A_{\text{miroir}}(\lambda_r) = 60.6\%$ au niveau du miroir inférieur.

On s'intéresse maintenant à l'influence des paramètres géométriques de la structure sur la réponse spectrale en distinguant la géométrie du guide d'onde de celle du réseau.

¹⁰BOUCHON et al., « Fast modal method for subwavelength gratings based on B-spline formulation ».

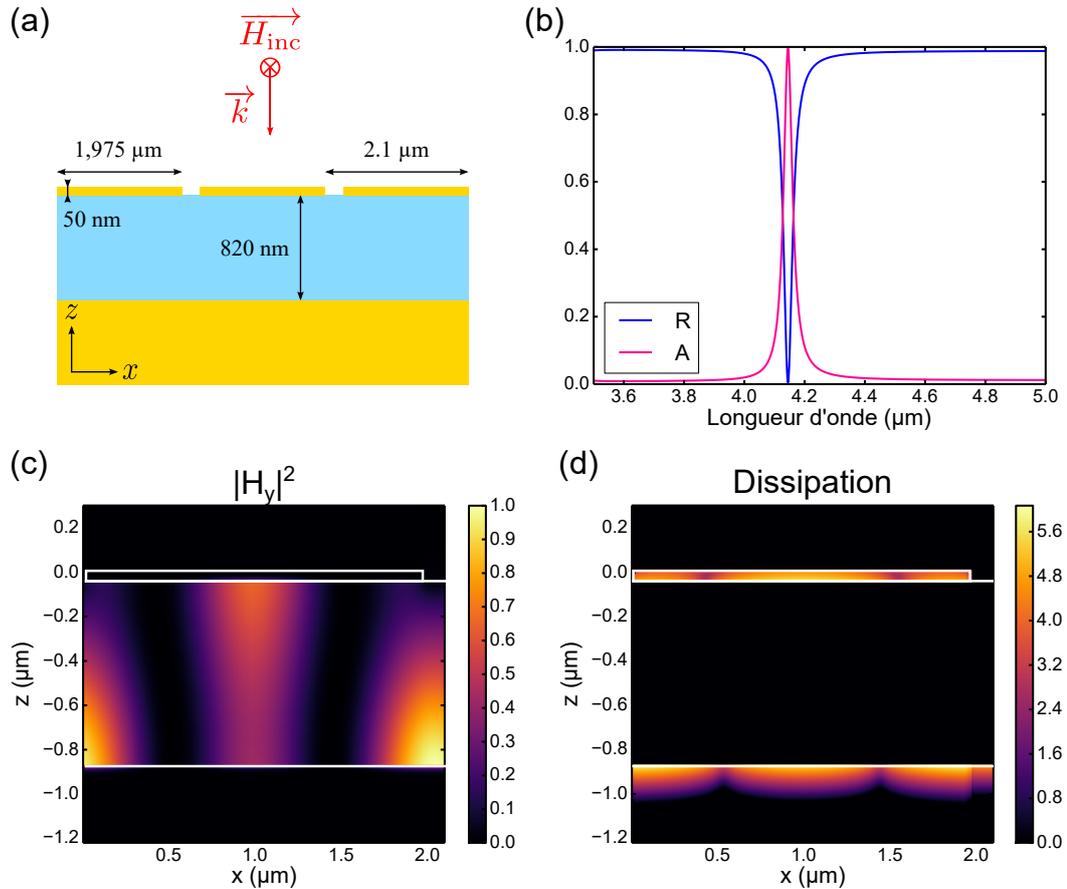


FIGURE 8.2 – (a) Schéma du résonateur GMR en or et nitrure de silicium considéré : $d = 2.1 \mu\text{m}$, $L = 1.975 \mu\text{m}$, $h_m = 50 \text{ nm}$, $w = 820 \text{ nm}$. (b) Spectres de réflectivité et d'absorption du résonateur GMR pour une onde incidente polarisée TM en incidence normale. On observe une résonance à $\lambda_r = 4.15 \mu\text{m}$. (c) Carte du champ magnétique $|H_y|^2$ à la longueur d'onde de résonance $\lambda_r = 4.15 \mu\text{m}$. Le champ est localisé dans la couche de diélectrique au niveau des interfaces avec l'or. (d) Carte de la dissipation dans la structure à la résonance, en échelle logarithmique. La dissipation a lieu dans les couches métalliques.

8.1.2 Influence du guide d'onde

Le réseau de la structure GMR considérée ici possède les dimensions suivantes : $d = 2.1 \mu\text{m}$, $L = 1.975 \mu\text{m}$ et $h_m = 50 \text{ nm}$.

Influence de la largeur du guide d'onde

On fixe l'indice du diélectrique à $n = 2$ et on fait varier l'épaisseur de la couche de 0.5 à 1.5 μm. La figure 8.3(a) présente la carte de réflectivité d'une telle structure pour des longueurs d'onde entre 3.5 et 5 μm. La résonance démarrant à 4 μm est la résonance de mode guidé, sa longueur d'onde λ_r varie peu lorsque w augmente et atteint même un palier à 4.17 μm pour $w > 1.2 \mu\text{m}$. La réflectivité à la résonance reste inférieure à 10% sur toute la

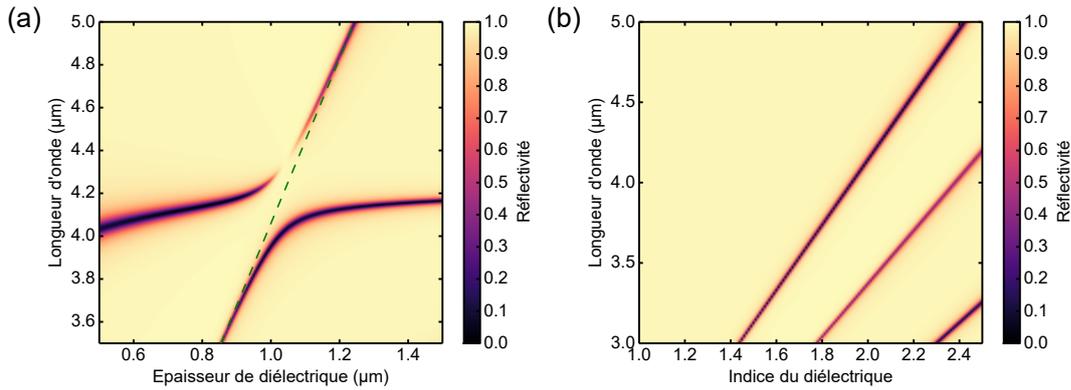


FIGURE 8.3 – (a) Carte de réflectivité en fonction de la longueur d’onde et de l’épaisseur w de diélectrique. Les autres paramètres de la structure sont $d = 2.1 \mu\text{m}$, $L = 1.975 \mu\text{m}$, $h_m = 50 \text{ nm}$, $n = 2$. (b) Carte de réflectivité en fonction de la longueur d’onde et de l’indice n de diélectrique. Les autres paramètres de la structure sont $d = 2.1 \mu\text{m}$, $L = 1.975 \mu\text{m}$, $h_m = 50 \text{ nm}$, $w = 820 \text{ nm}$.

plage de valeurs et le facteur de qualité augmente avec w , de 60 à 200. On note également la présence d’une résonance Fabry-Pérot verticale, indiquée en pointillés verts, dont la longueur de résonance λ_{FP} varie de manière affine avec w : $\lambda_{\text{FP}} \simeq 2nw$, qui perturbe la résonance de mode guidé autour de $w = 1 \mu\text{m}$.

Influence de l’indice du guide d’onde

On fixe maintenant la largeur du guide $w = 820 \text{ nm}$ et on fait varier l’indice n du diélectrique constituant le guide d’onde. La figure 8.3(b) présente la carte de réflectivité pour des indices n entre 1 et 2.5. La longueur d’onde de résonance varie de manière affine avec l’indice n , de $3.03 \mu\text{m}$ pour $n = 1.45$ à $4.96 \mu\text{m}$ pour $n = 2.4$, soit $\lambda_r \simeq 2n$. La réflectivité à la résonance est inférieure à 10% sur toute la plage de valeurs et le facteur de qualité reste constant autour de 120.

8.1.3 Influence du réseau

Le guide d’onde de la structure GMR considérée ici est constitué d’un diélectrique d’indice $n = 2$ et d’épaisseur $w = 820 \text{ nm}$.

Influence de la période

La largeur des rubans L est fixée à $1.975 \mu\text{m}$ et on fait varier la période de 2 à 3 μm , c’est donc l’espacement entre les rubans qui augmente. La carte de réflectivité en fonction de la période et de la longueur d’onde, présentée en figure 8.4(a) montre une dépendance affine de la longueur d’onde de résonance avec la période : $\lambda_r = 1.3d + 1.5$. Le facteur de qualité de la réponse diminue lorsque la période augmente.

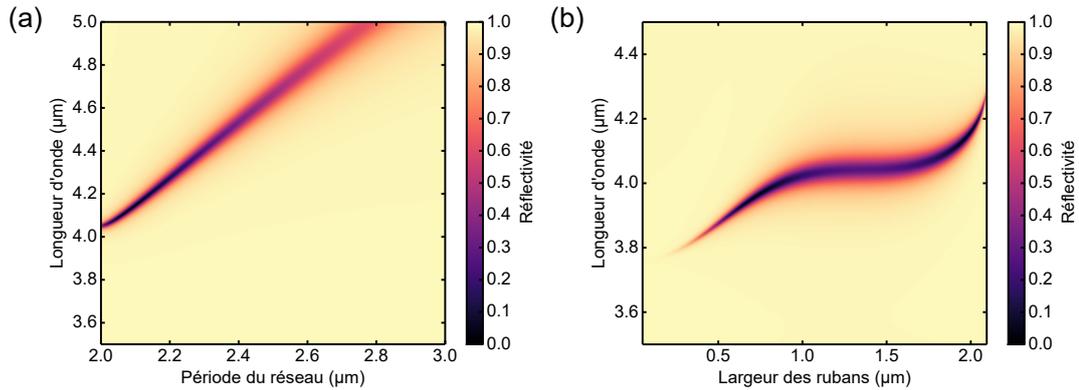


FIGURE 8.4 – (a) Carte de réflectivité en fonction de la longueur d'onde et de la période d du réseau. Les autres paramètres de la structure sont $L = 1.975 \mu\text{m}$, $h_m = 50 \text{ nm}$, $w = 820 \text{ nm}$, $n = 2$. (b) Carte de réflectivité en fonction de la longueur d'onde et de la largeur L des rubans. Les autres paramètres de la structure sont $d = 2.1 \mu\text{m}$, $h_m = 50 \text{ nm}$, $n = 2$, $w = 820 \text{ nm}$.

Influence de l'espacement entre les fentes

On considère un réseau périodique de période $d = 2.1 \mu\text{m}$ de rubans d'épaisseur $h_m = 50 \text{ nm}$. On fait varier la largeur des rubans L de 50 nm à $2.095 \mu\text{m}$. La figure 8.4(b) montre la carte de réflectivité de la structure étudiée en fonction de la longueur d'onde et de la largeur L des rubans. On remarque que la longueur d'onde de résonance augmente doucement avec la largeur des rubans : de 3.77 à $4.30 \mu\text{m}$ lorsque L augmente de 155 nm à $2.095 \mu\text{m}$. Le facteur de qualité est maximum ($Q > 100$) pour $L < 800 \text{ nm}$ et $L > 1.9 \mu\text{m}$.

8.1.4 Tolérance angulaire

Les filtres GMR en transmission tout diélectriques sont réputés pour leur faible tolérance angulaire, parfois inférieure au degré^{11,12,13}. Pour des structures GMR métal/diélectriques en transmission, la tolérance angulaire peut être significativement améliorée en utilisant des réseaux métalliques doublement périodiques, appelés bi-atomes, de part et d'autre de la couche de diélectrique. La transmission peut alors être indépendante de l'angle d'incidence jusqu'à $\theta = 15^\circ$ ¹⁴.

Intéressons nous ici à la tolérance angulaire d'un résonateur GMR en or et nitrure de silicium, fonctionnant en réflexion et possédant les dimensions suivantes : $d = 2.1 \mu\text{m}$, $L = 1.975 \mu\text{m}$, $h_m = 50 \text{ nm}$, $w = 820 \text{ nm}$, $n = 2$. On se place dans la configuration d'éclairage indiquée en figure 8.5(a). Comme défini au début du chapitre, l'angle θ correspond à l'angle entre le vecteur d'onde \mathbf{k} et l'axe \mathbf{z} et appartient donc au plan d'incidence. La carte de réflectivité de la structure pour des angles d'incidence θ entre 0 et 25° est donnée en figure 8.5(b). On note que la tolérance du résonateur est de quelques degrés mais surtout on remarque

¹¹DING et al., « Doubly resonant single-layer bandpass optical filters ».

¹²SENTENAC et al., « Angular tolerant resonant grating filters under oblique incidence ».

¹³M.-L. WU et al., « Authentication labels based on guided-mode resonant filters ».

¹⁴SAKAT et al., « Metal-dielectric bi-atomic structure for angular-tolerant spectral filtering ».

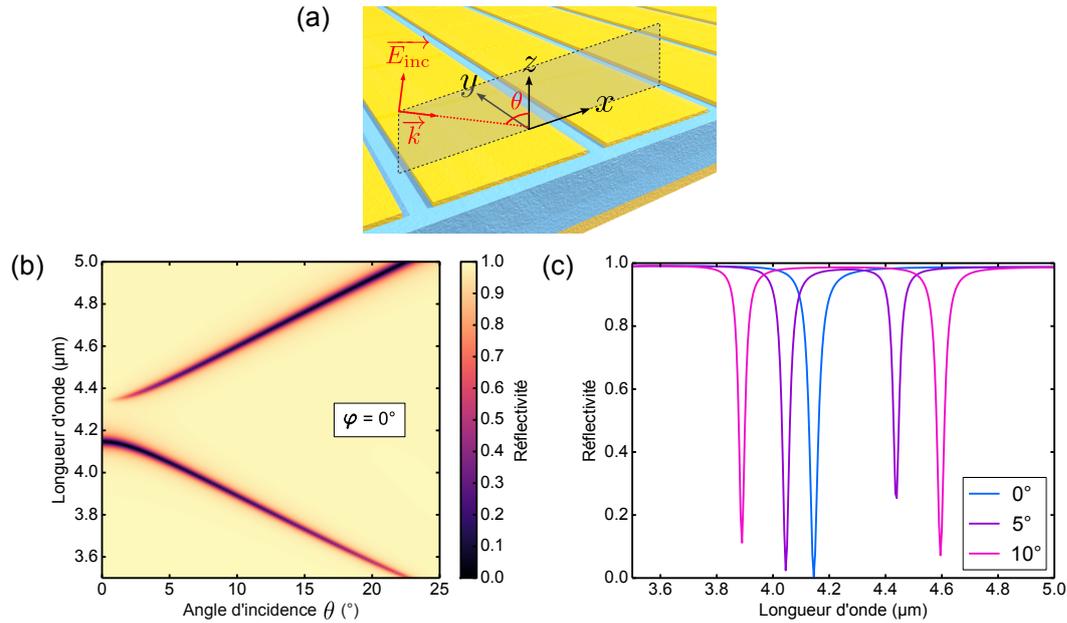


FIGURE 8.5 – (a) Configuration d'éclairage de la structure. La structure est éclairée par une onde polarisée TM : le champ magnétique est parallèle aux rubans. Le plan d'incidence contenant le vecteur d'onde \mathbf{k} est selon le plan (Oxz) et l'angle d'incidence θ correspond à l'angle entre le vecteur d'onde \mathbf{k} et l'axe \mathbf{z} . (b) Carte de réflectivité en fonction de la longueur d'onde et l'angle d'incidence θ . Les dimensions de la structure sont $d = 2.1 \mu\text{m}$, $L = 1.975 \mu\text{m}$, $h_m = 50 \text{ nm}$, $w = 820 \text{ nm}$, $n = 2$. (c) Spectres de réflectivité pour une onde incidente polarisée TM à différentes incidences : $\theta = 0, 5$ et 10° .

l'apparition d'un pic secondaire qui vient dégrader l'efficacité de réjection du système lorsqu'on augmente l'angle d'incidence. La figure 8.5(c) montre plus en détail les spectres de réflectivité pour $\theta = 0, 5$ et 10° et on aperçoit le pic secondaire à une longueur d'onde plus élevée et avec une amplitude quasi-équivalente à celle du premier pic. L'apparition du pic secondaire hors incidence normale peut être expliquée par le mécanisme de résonance de mode guidé¹⁵. A incidence normale ($\theta = 0^\circ$), l'onde incidente excite une onde propagative et une onde contre-propagative dans la couche de diélectrique, qui correspondent à l'excitation d'un mode propre du guide par les ordres diffractés $+1$ et -1 . Ces deux ondes peuvent se coupler de manière symétrique ou antisymétrique par rapport au plan de symétrie (Oyz) . Lorsque $\theta \neq 0^\circ$, les normes des vecteurs d'onde des ordres diffractés $+1$ et -1 dans le guide sont différentes et donc à un angle d'incidence fixe, le couplage avec le mode propre dans le guide d'onde a lieu pour deux longueurs d'onde différentes, ce qui explique l'apparition du deuxième pic de résonance. Le mode symétrique mène au pic de réflectivité visible à incidence normale à $\lambda_r = 4.15 \mu\text{m}$ et la longueur d'onde de résonance de ce pic diminue lorsque l'angle d'incidence augmente. Le mode antisymétrique ne peut pas être excité sous incidence normale car la lumière incidente est alors symétrique par rapport au plan (Oyz) . C'est pourquoi le pic secondaire n'est pas visible sous incidence normale. La longueur d'onde

¹⁵SAKAT et al., « Free-standing guided-mode resonance band-pass filters: from 1D to 2D structures ».

de ce pic se décale vers les fortes longueurs d'onde quand l'angle d'incidence augmente.

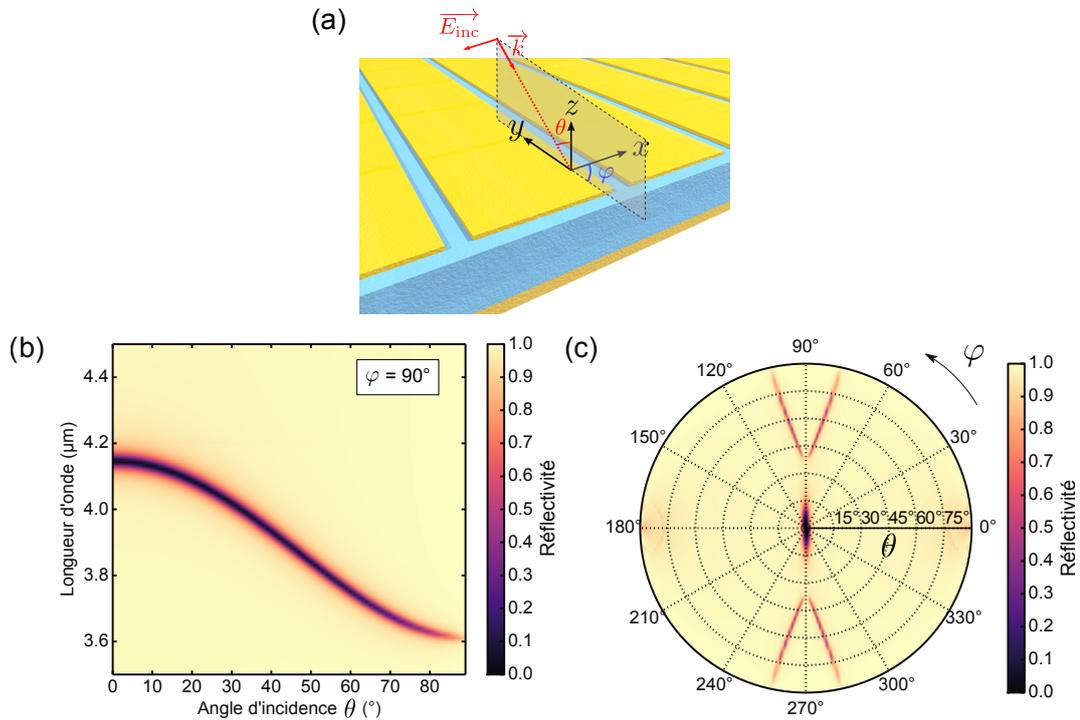


FIGURE 8.6 – (a) Configuration d'éclairage de la structure. La structure est éclairée par une onde TM : le champ magnétique est parallèle aux rubans. Le plan d'incidence contenant le vecteur d'onde \mathbf{k} est selon le plan (Oxz) et l'angle d'incidence θ correspond à l'angle entre le vecteur d'onde \mathbf{k} et l'axe \mathbf{z} . (b) Carte de réflectivité en fonction de la longueur d'onde et l'angle d'incidence θ lorsque $\varphi = 90^\circ$. Les dimensions de la structure sont $d = 2.1 \mu\text{m}$, $L = 1.975 \mu\text{m}$, $h_m = 50 \text{ nm}$, $w = 820 \text{ nm}$, $n = 2$. (c) Diagramme de réflectivité en incidence conique, à $\lambda = 4.15 \mu\text{m}$.

On s'intéresse maintenant à l'influence de l'angle azimutal φ défini comme l'angle entre le plan d'incidence et le plan (Oxz) . Lorsque cet angle φ est non nul, on parle d'incidence conique. On considère tout d'abord le cas $\varphi = 90^\circ$, indiqué en figure 8.6(a). Le plan d'incidence est alors tourné de 90° et est maintenant selon le plan (Oyz) et donc parallèle aux rubans. L'onde incidente est polarisée de telle sorte que le champ magnétique soit dans le plan (Oyz) ($H_x = 0$). On fait ensuite varier l'angle d'incidence θ entre 0 et 90° . La figure 8.6(b) montre la carte de réflectivité de la structure en fonction de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence et on remarque que dans cette configuration, la résonance est plus tolérante angulairement. Elle résonne à la même longueur d'onde jusqu'à $\theta = 10^\circ$ puis la longueur d'onde de résonance décroît lorsque θ augmente mais beaucoup moins vite que dans la configuration précédente. On peut comprendre ce qui se passe de la même manière que précédemment : lorsque $\varphi = 90^\circ$ ou 270° , les normes des vecteurs d'onde des ordres diffractés $+1$ et -1 dans le guide sont identiques quelle que soit la valeur de θ . Les ordres diffractés se couplent alors ensemble avec le même mode guidé, et donc à la même longueur d'onde.

On se place ensuite en incidence conique quelconque. La lumière arrive sur la structure

avec un angle d'incidence θ dans le plan d'incidence qui est défini par l'angle azimutal et l'onde incidente est polarisée avec un champ magnétique compris dans le plan (Oyz) . La figure 8.6(c) représente la carte de réflectivité de la structure en incidence conique à la longueur d'onde $\lambda = 4.15 \text{ }\mu\text{m}$ qui correspond à la longueur d'onde de résonance à $\theta = 0^\circ$, en fonction de l'angle d'incidence θ et de l'angle azimutal φ . Sur cette carte, représentée en coordonnées polaires, le rayon correspond à l'angle θ tandis que l'angle du diagramme correspond à l'angle φ . La résonance de mode guidé est celle au centre du diagramme et on constate qu'elle n'a pas le même comportement selon l'orientation du plan d'incidence. Elle est très peu tolérante angulairement sauf quand $\varphi = 90^\circ$ où elle devient tolérante jusqu'à 10° .

8.1.5 Conclusion

Les structures GMR permettent de réaliser des absorbants très sélectifs dans la bande II de l'infrarouge, avec une réponse spectrale symétrique, un excellent taux de réjection et une tolérance angulaire de quelques degrés. La modification des dimensions du réseau permet de contrôler la longueur d'onde d'absorption, et donc de réaliser des absorbants présentant différentes réponses juxtaposés sur un même guide d'onde. La symétrie du guide d'onde or/diélectrique/or fixe la répartition du champ magnétique ainsi que la localisation de l'absorption dans la structure. On va étudier dans la partie suivante des structures non symétriques à base de deux diélectriques (or/diélectrique 1/diélectrique 2/or) qui vont permettre de réaliser un contrôle des champs et de l'absorption.

8.2 Contrôle de la localisation de l'absorption dans des résonateurs GMR

On s'intéresse maintenant à des structures GMR en réflexion dont le guide d'onde est constitué de deux couches diélectriques d'indices n_1 et n_2 avec $n_1 < n_2$ et dont l'épaisseur totale est w , comme schématisé sur la figure 8.7. Le réseau est toujours constitué de rubans de largeur L et d'épaisseur h_m avec une période d . On introduit le facteur de remplissage f , variant entre 0 et 1, qui permet de décrire la proportion des diélectriques dans le guide d'onde. L'épaisseur totale de diélectrique étant w , on note fw l'épaisseur de la couche d'indice fort n_2 et $(1-f)w$ l'épaisseur de la couche d'indice plus faible n_1 . Ainsi, si $f = 0$, le guide d'onde n'est constitué que de diélectrique d'indice n_1 et au contraire si $f = 1$, il n'est rempli qu'avec le diélectrique d'indice n_2 .

On distingue deux situations, présentées en figure 8.8 : la première où le diélectrique d'indice fort n_2 est situé sur le miroir en or (Fig. 8.8(a)) et la deuxième où il est situé directement sous le réseau (Fig. 8.8(b)). Dans le reste du chapitre, pour l'étude de ces structures, nous choisissons l'air comme diélectrique de plus faible indice ($n_1 = 1$). La configuration #1 sera donc composée de haut en bas de Métal/Air/Isolant/Métal et nous la nommerons dans la suite structure ou résonateur MAIM. La configuration #2 constituée de haut en bas de Métal/Isolant/Air/Métal sera quant à elle appelée structure ou résonateur MIAM.

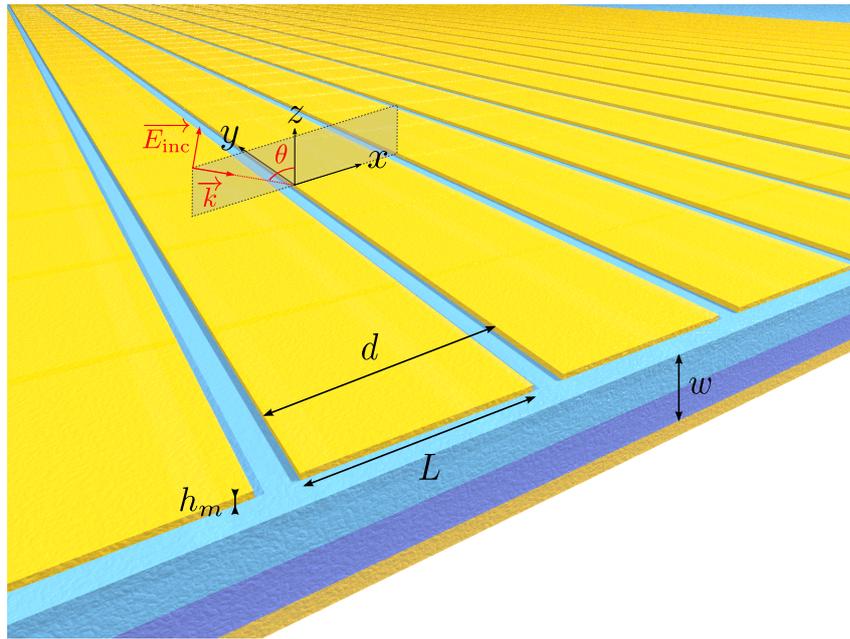


FIGURE 8.7 – Schéma d'une structure GMR fonctionnant en réflexion composée d'un réseau de période d de rubans en or de largeur L et d'épaisseur h_m , d'un guide d'onde constitué de deux couches de diélectriques d'épaisseur totale w , d'indices n_1 et n_2 et d'un miroir en or continuellement épais pour que la transmission de la structure soit nulle. La réponse de cette structure est étudiée pour une onde incidente polarisée TM avec un angle d'incidence θ , le champ magnétique est alors selon la direction des rubans.

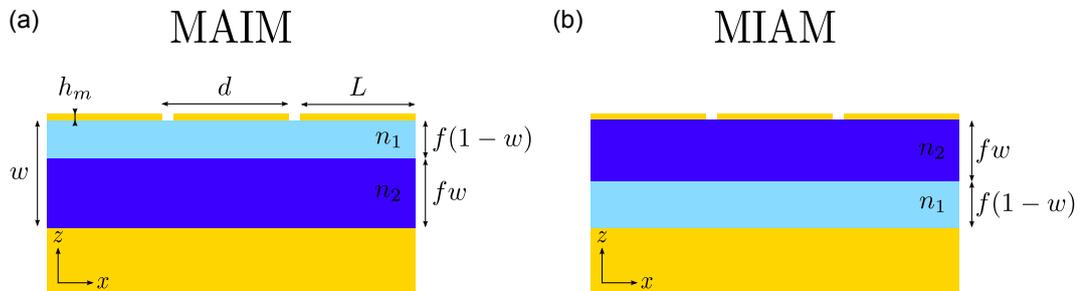


FIGURE 8.8 – (a) Configuration #1 : le diélectrique d'indice fort n_2 est sur le miroir métallique. (b) Configuration #2 : le diélectrique d'indice fort n_2 est sous le réseau.

Les deux situations, MAIM et MIAM vont être examinées en parallèle dans la suite de ce chapitre.

8.2.1 Description des GMR bi-couches

Intéressons nous d'abord à la première configuration (Fig. 8.8(a)), le MAIM où le diélectrique d'indice fort n_2 est sur le miroir en or et l'air est sous le réseau.

On considère un réseau de période $d = 1.8 \mu\text{m}$ composé de rubans de largeur $L = 1.7 \mu\text{m}$ et d'épaisseur $h_m = 50 \text{ nm}$. Le guide d'onde, d'épaisseur totale $w = 480 \text{ nm}$ est rempli à

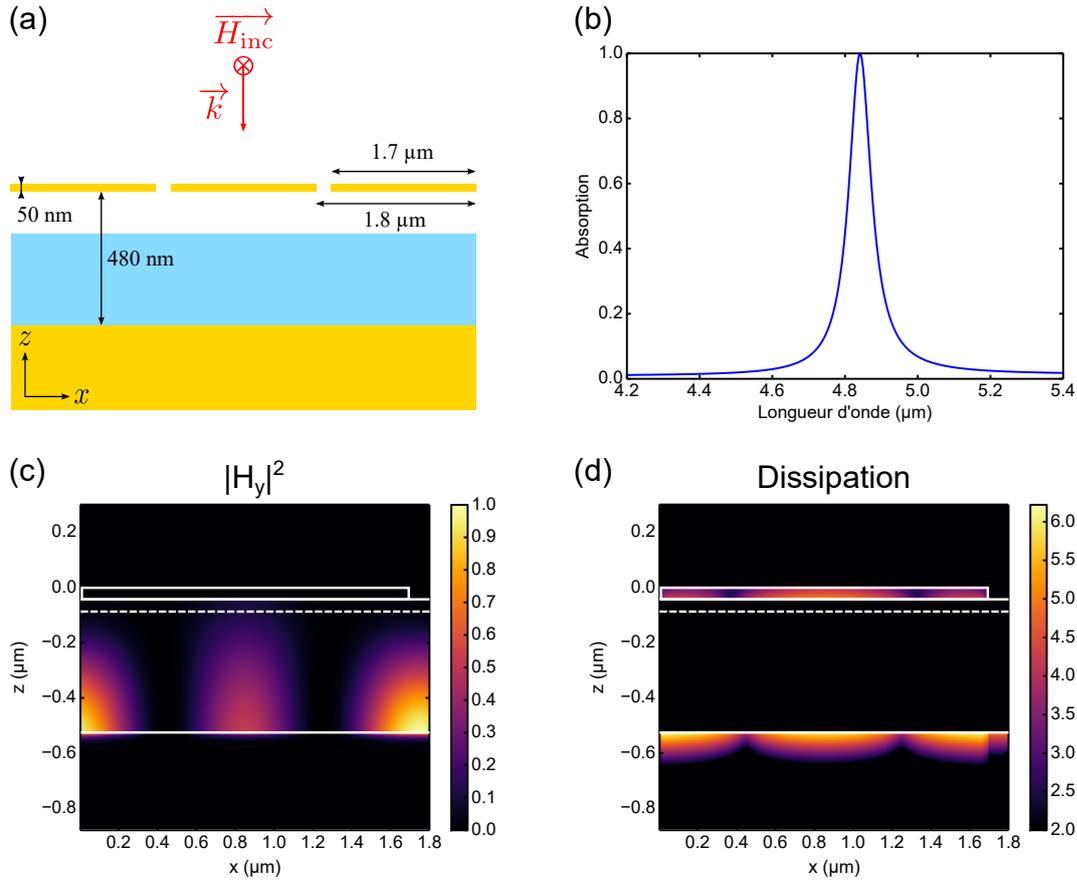


FIGURE 8.9 – Configuration #1 : le MAIM - (a) Schéma de la structure GMR, composée d'un réseau de période $d = 1.8 \mu\text{m}$ de rubans en or de largeur $L = 1.7 \mu\text{m}$ et d'épaisseur $h_m = 50 \text{ nm}$ et d'un guide d'onde constitué de deux couches de diélectriques d'indices n_1 et n_2 , d'épaisseur totale $w = 480 \text{ nm}$, rempli à $f = 91\%$ de diélectrique d'indice $n_2 = 3.3$ et à $(1 - f) = 9\%$ d'air ; et d'un miroir en or continu. (b) Spectre de réflectivité de la structure pour une onde incidente polarisée TM en incidence normale. Elle absorbe totalement la lumière incidente à $\lambda_r = 4.84 \mu\text{m}$. (c) Carte du champ magnétique $|H_y|^2$ à la résonance. Le champ est localisé dans la couche de diélectrique d'indice plus élevé. (d) Carte de la dissipation dans la structure à la résonance, en échelle logarithmique. La dissipation a lieu principalement dans le miroir inférieur.

$f = 91\%$ de diélectrique d'indice $n_2 = 3.3$, valeur élevée d'indice qui pourrait correspondre à celui de l'arséniure de gallium GaAs entre 3 et 5 μm . Un schéma de la structure ainsi que son spectre de réflectivité pour une onde incidente polarisée TM en incidence normale sont affichés en figure 8.9(a-b). On observe une résonance à $\lambda_r = 4.84 \mu\text{m}$ où 99.9% de la lumière incidente est absorbée. La largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda = 75 \text{ nm}$ donne un facteur de qualité $Q = 65$. La carte du champ magnétique $|H_y|^2$ dans la structure à la résonance, affichée en figure 8.9(c), montre une localisation du champ magnétique dans la couche d'indice n_2 , au niveau du miroir en or inférieur où a lieu la dissipation (Fig. 8.9(d)), comme attendu à la suite de l'étude des guides d'onde du chapitre précédent. La répartition de l'absorption

dans la structure donne $A_{\text{réseau}}(\lambda_r) = 9.2\%$ au niveau des rubans et $A_{\text{miroir}}(\lambda_r) = 90.7\%$ au niveau du miroir inférieur. La quasi-totalité de la lumière incidente est ici absorbée dans la couche métallique en contact avec la couche de diélectrique d'indice plus élevé, ici le miroir en or. Finalement, on réussit à utiliser le confinement du champ étudié dans le chapitre précédent dans un résonateur.

On étudie maintenant la deuxième configuration (Fig. 8.8(a)), le MIAM où cette fois-ci l'air ($n_1 = 1$) est au-dessus du miroir en or et le diélectrique d'indice fort n_2 est sous le réseau.

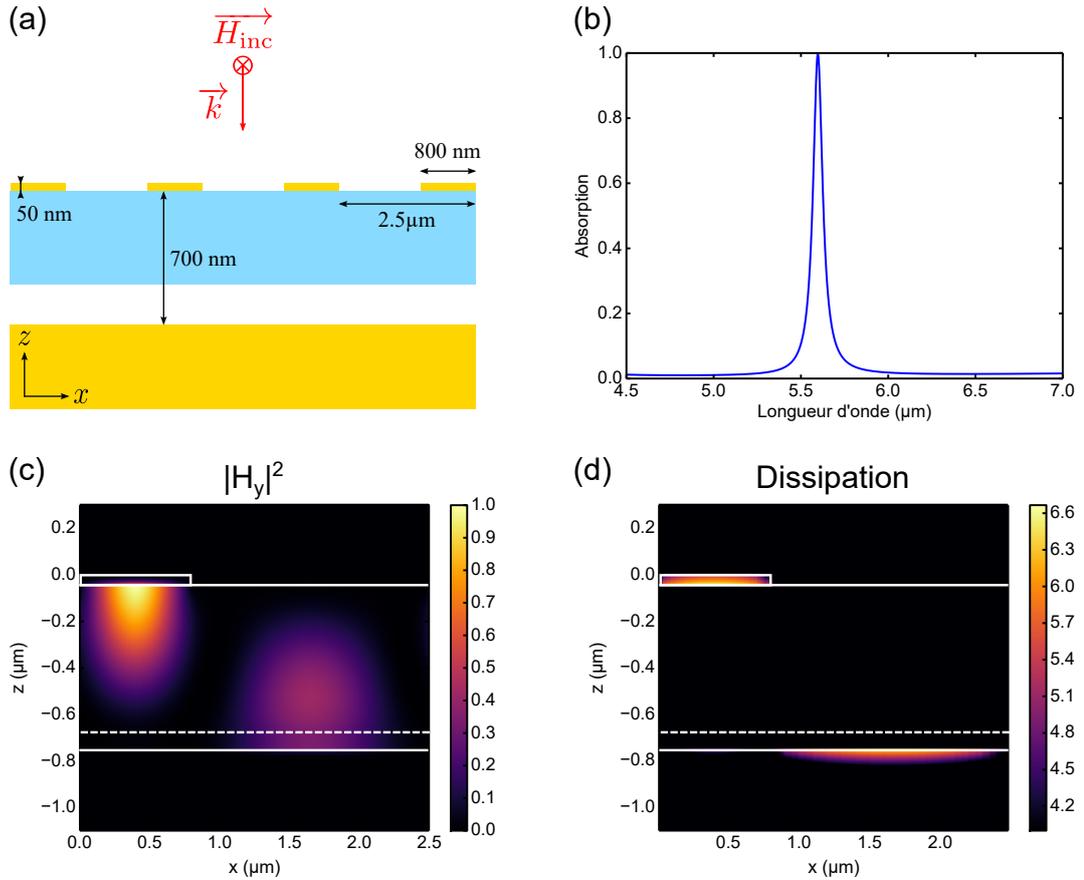


FIGURE 8.10 – Configuration #2 : le MIAM - (a) Schéma de la structure, composée d'un réseau de période $d = 2.5 \mu\text{m}$ de rubans en or de largeur $L = 800 \text{ nm}$ et d'épaisseur $h_m = 50 \text{ nm}$ et d'un guide d'onde constitué de deux couches de diélectriques d'indices n_1 et n_2 , d'épaisseur totale $w = 700 \text{ nm}$, rempli à $f = 89\%$ de diélectrique d'indice $n_2 = 3.3$ et à $(1 - f) = 11\%$ d'air ; et d'un miroir en or continu. (b) Spectre de réflectivité de la structure pour une onde incidente polarisée TM en incidence normale. Elle absorbe totalement la lumière incidente à $\lambda_r = 5.60 \mu\text{m}$. (c) Carte du champ magnétique $|H_y|^2$ à la résonance. Le champ est localisé dans la couche de diélectrique d'indice plus élevé. (d) Carte de la dissipation dans la structure à la résonance, en échelle logarithmique. La dissipation a lieu principalement dans le réseau.

On considère la structure présentée en figure 8.10(a) dont les dimensions ont été choisies

pour se placer dans un cas optimisé. Le réseau de période $d = 2.5 \text{ }\mu\text{m}$ est composé de rubans de largeur $L = 800 \text{ nm}$ et d'épaisseur $h_m = 50 \text{ nm}$. Le guide d'onde, d'épaisseur $w = 700 \text{ nm}$ est quant à lui constitué de $f = 89\%$ de diélectrique d'indice fort $n_2 = 3.3$ et donc de 11% d'air ($n_1 = 1$). Eclairée par une onde incidente polarisée TM en incidence normale, la structure résonne à $\lambda_r = 5.60 \text{ }\mu\text{m}$ avec un facteur de qualité de 84 (8.10(b)). A la résonance, 99.8% de la lumière incidente est absorbée dans la structure, avec la répartition suivante : $A_{\text{réseau}}(\lambda_r) = 65.1\%$ au niveau des rubans et $A_{\text{miroir}}(\lambda_r) = 34.7\%$. Les figures 8.10(c-d) montrent la localisation du champ $|H_y|^2$ et de la dissipation dans la structure à la résonance, respectivement sous le réseau dans la couche de diélectrique d'indice fort n_2 et dans le réseau.

Les résonateurs MAIM et MIAM sont tous les deux le siège d'une résonance de mode guidé. A la résonance, le champ magnétique est confiné dans le diélectrique de plus fort indice. Cette localisation du champ est cohérente avec les résultats obtenus dans le chapitre précédent dans le cas du guide d'onde à deux diélectriques où lorsque la couche d'indice fort n_2 est suffisamment épaisse, la propagation du mode fondamental du guide est entièrement confinée à l'intérieur et l'indice effectif du guide est alors égal à l'indice n_2 . Pour la suite, on va regarder plus en détail l'influence du facteur de remplissage f et de la différence d'indice $\Delta n = n_2 - n_1$ sur la résonance de mode guidé et la localisation des champs et de l'absorption dans les deux configurations.

8.2.2 Influence du facteur de remplissage

Le MAIM

On s'intéresse à une structure comprenant un réseau de période $d = 1.8 \text{ }\mu\text{m}$ composé de rubans de largeur $L = 1.7 \text{ }\mu\text{m}$ et d'épaisseur $h_m = 50 \text{ nm}$, déposé sur un guide d'onde d'épaisseur totale $w = 480 \text{ nm}$.

On fixe $n_1 = 1$ et $n_2 = 3.3$ et on fait varier le facteur de remplissage entre 0 et 1. La figure 8.11(a) présente la carte de réflectivité de la structure considérée pour une onde incidente polarisée TM en fonction de la longueur d'onde et du facteur de remplissage. On observe que la longueur d'onde de résonance augmente avec le facteur de remplissage permettant de balayer toutes les longueurs d'onde possibles entre 2 et $5.7 \text{ }\mu\text{m}$ (pour f entre 12 et 100%) en gardant une réflectivité inférieure à 25% . En revanche, la résonance devient moins fine lorsque f augmente, avec un facteur de qualité diminuant de 100 à 60 . On constate également que la répartition de l'absorption à la résonance ne dépend pas de la proportion de diélectrique d'indice n_2 dans le guide, l'absorption se produit principalement au niveau du miroir en or (Fig. 8.11(b)). L'absorption dans les rubans augmente un peu lorsque f est supérieur à 0.96 , c'est-à-dire lorsqu'on se rapproche du cas d'un résonateur GMR simple, comme étudié précédemment avec une absorption vers le réseau autour de 15% . La figure 8.11(c) présente des cartes du champ magnétique $|H_y|^2$ à la résonance pour trois valeurs de f : 20% , 50% et 80% et la localisation du champ est identique dans les trois cas, il se situe dans le diélectrique de plus fort indice n_2 .

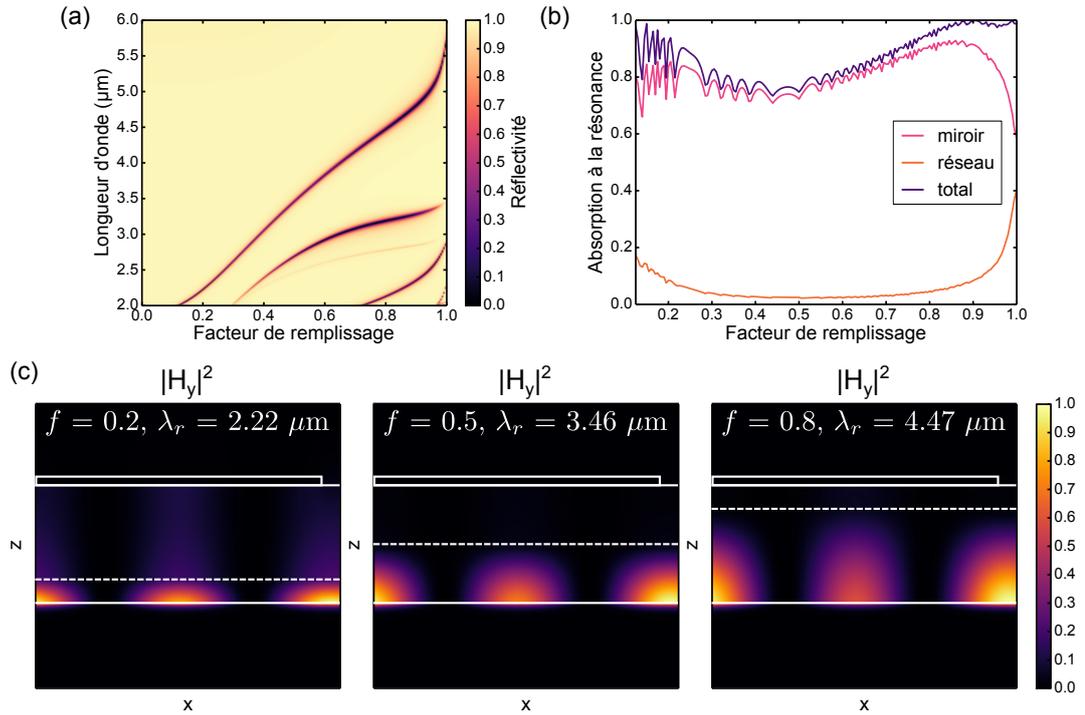


FIGURE 8.11 – (a) Carte de réflectivité en fonction de la longueur d'onde et du facteur de remplissage f pour une structure MAIM constituée d'un réseau de période $d = 1.8 \mu\text{m}$ de rubans de largeur $L = 1.7 \mu\text{m}$ et d'épaisseur $h_m = 50 \text{ nm}$, déposé sur un guide d'onde d'épaisseur $w = 480 \text{ nm}$ composé à $f\%$ de diélectrique d'indice $n_2 = 3.3$ et à $(1 - f)\%$ de d'air ($n_1 = 1$). (b) Répartition de l'absorption à la résonance en fonction du facteur de remplissage f . (c) Cartes du champ magnétique $|H_y|^2$ à la résonance pour différents facteurs de remplissage $f = 0.2, 0.5, 0.8$.

Le MIAM

La structure MIAM considérée est constituée d'un réseau de période $d = 2.5 \mu\text{m}$ de rubans en or de largeur $L = 800 \text{ nm}$ et d'épaisseur $h_m = 50 \text{ nm}$ et d'un guide d'onde d'épaisseur totale $w = 700 \text{ nm}$, rempli à $f\%$ de diélectrique d'indice $n_2 = 3.3$ et à $(1 - f)\%$ d'air. La carte de réflectivité pour des facteurs de remplissage entre 0 et 1 est affichée en figure 8.12(a). Comme pour le MAIM, la longueur d'onde de résonance augmente avec le facteur de remplissage et il est possible d'obtenir n'importe quelle longueur d'onde entre 3 et 7 μm . A chaque résonance, l'absorption est principalement localisée dans la couche de diélectrique d'indice élevé avec un maximum pour f entre 0.3 et 0.7 où l'absorption au niveau du miroir est inférieure à 5% (Fig. 8.12(b)). En revanche, au-delà de $f = 0.8$, l'absorption vers le miroir augmente jusqu'à devenir plus importante que celle vers le réseau ($f > 0.975$). En effet, dans ce cas, on se rapproche du cas d'une structure GMR simple où l'absorption est majoritairement vers le miroir. Cela se vérifie également avec les cartes de champ (Fig. 8.12(c)), pour $f < 0.8$, le champ magnétique $|H_y|^2$ est localisé dans la couche d'indice élevé, puis au-delà de $f = 0.8$, le champ apparaît aussi dans la couche d'air jusqu'à y être principalement localisé ($f > 0.975$).

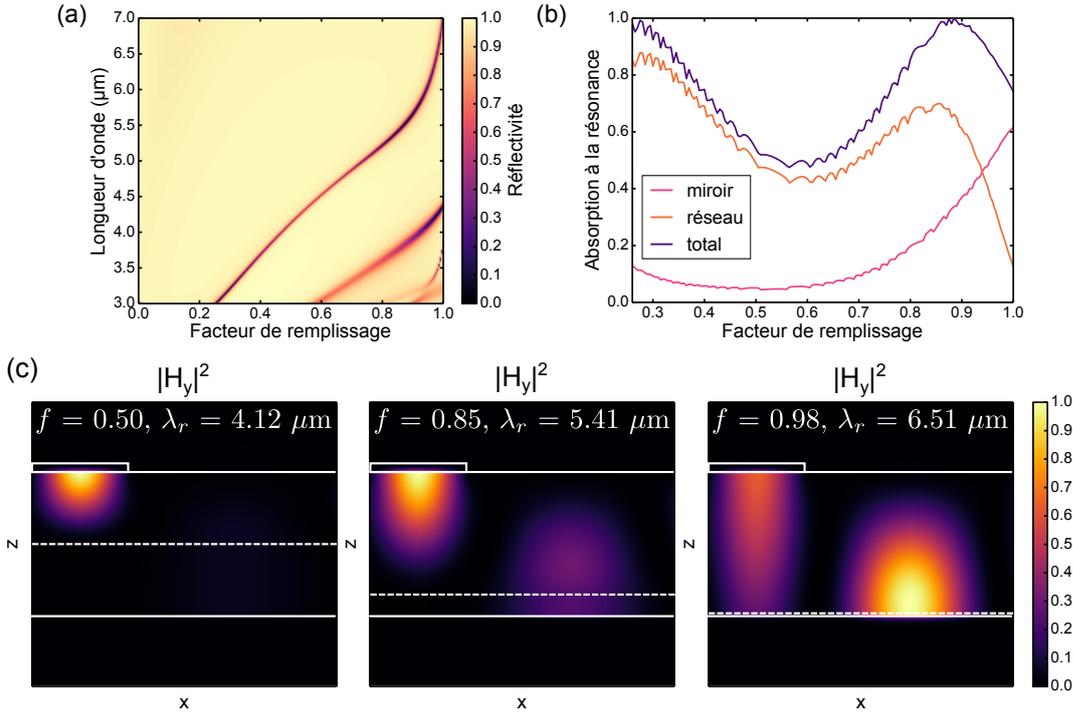


FIGURE 8.12 – (a) Carte de réflectivité en fonction de la longueur d'onde et du facteur de remplissage f pour une structure MIAM constituée d'un réseau de période $d = 2.5 \mu\text{m}$ de rubans de largeur $L = 800 \text{ nm}$ et d'épaisseur $h_m = 50 \text{ nm}$, déposé sur un guide d'onde d'épaisseur $w = 700 \text{ nm}$ composé à $f\%$ de diélectrique d'indice $n_2 = 3.3$ et à $(1 - f)\%$ de d'air. (b) Répartition de l'absorption à la résonance en fonction du facteur de remplissage f . (c) Cartes du champ magnétique $|H_y|^2$ à la résonance pour différents facteurs de remplissage $f = 0.50, 0.85, 0.98$.

8.2.3 Influence de la différence d'indice

Dans les deux cas, on choisit l'air comme diélectrique d'indice faible ($n_1 = 1$) et on fait varier n_2 entre 1 et 5, correspondant donc à une différence d'indice Δn entre 0 et 4.

Le réseau de la structure MAIM de période $d = 1.8 \mu\text{m}$ est composé de rubans de largeur $L = 1.7 \mu\text{m}$ et d'épaisseur $h_m = 50 \text{ nm}$ et est déposé sur un guide d'onde d'épaisseur totale $w = 480 \text{ nm}$, composé à $f = 91\%$ de diélectrique d'indice n_2 et donc à $(1 - f) = 9\%$ de diélectrique d'indice n_1 . La structure MIAM est quant à elle composée d'un réseau de période $d = 2.5 \mu\text{m}$ de rubans de largeur $L = 800 \text{ nm}$ et d'épaisseur $h_m = 50 \text{ nm}$ et d'un guide d'onde d'épaisseur $w = 700 \text{ nm}$ composé à $f\% = 89\%$ de diélectrique d'indice n_2 et à $(1 - f) = 11\%$ de diélectrique d'indice n_1 . Les figures 8.13(a-c) montrent les cartes de réflectivité en fonction de la longueur d'onde et de la différence d'indice pour ces deux structures. La résonance balayant toutes les longueurs d'onde entre 2 et 7 μm pour le MAIM et entre 2.5 et 8 μm pour le MIAM est la résonance de mode guidé qui nous intéresse. Dans les deux configurations, la longueur d'onde de résonance varie de manière affine avec la différence d'indice Δn : $\lambda_r = 1.3\Delta n + \lambda_{\text{GMR}}$ où λ_{GMR} dépend de la configuration MAIM/MIAM. En revanche, la répartition de l'absorption à la résonance dans la structure est différente (Figs.

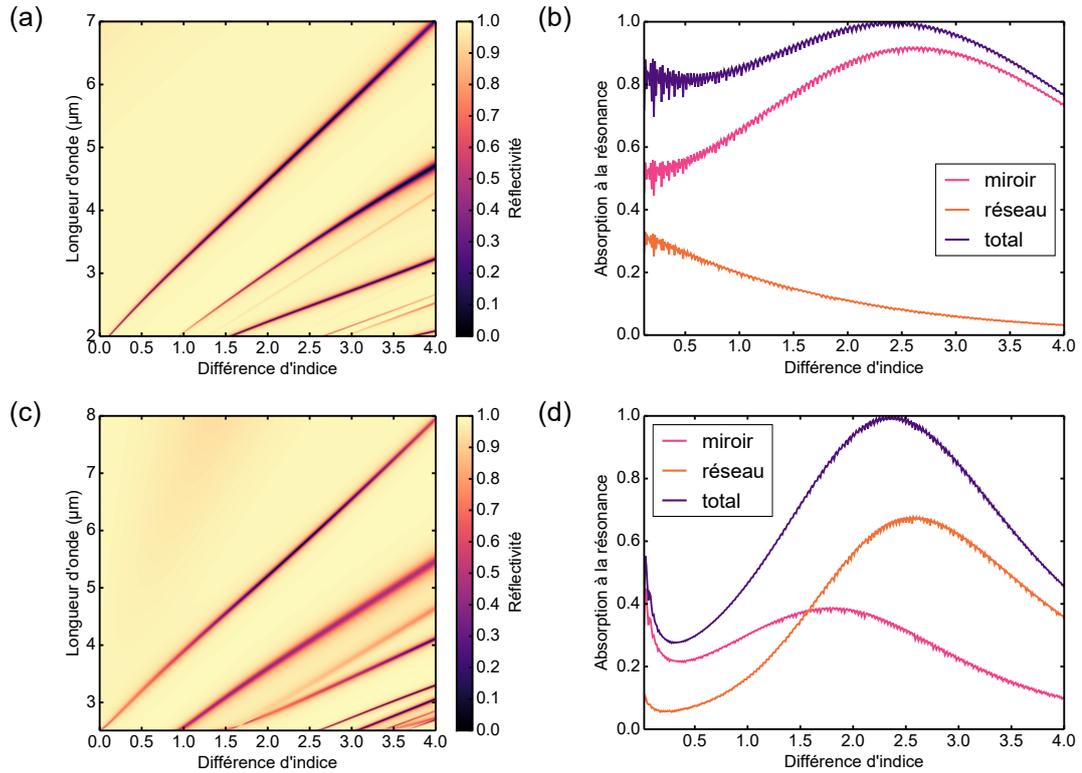


FIGURE 8.13 – (a) Carte de réflectivité en fonction de la longueur d'onde et de la différence d'indice pour une structure MAIM constituée d'un réseau de période $d = 1.8 \mu\text{m}$ de rubans de largeur $L = 1.7 \mu\text{m}$ et d'épaisseur $h_m = 50 \text{ nm}$, déposé sur un guide d'onde d'épaisseur $w = 480 \text{ nm}$ composé à $f = 91\%$ de diélectrique d'indice n_2 et à $(1 - f) = 9\%$ de diélectrique d'indice n_1 . (b) Répartition de l'absorption à la résonance dans une structure MAIM en fonction de la différence d'indices Δn . (c) Carte de réflectivité en fonction de la longueur d'onde et de la différence d'indice pour une structure MIAM constituée d'un réseau de période $d = 2.5 \mu\text{m}$ de rubans de largeur $L = 800 \text{ nm}$ et d'épaisseur $h_m = 50 \text{ nm}$, déposé sur un guide d'onde d'épaisseur $w = 700 \text{ nm}$ composé à $f\% = 89\%$ de diélectrique d'indice n_2 et à $(1 - f) = 11\%$ de diélectrique d'indice n_1 . (d) Répartition de l'absorption à la résonance dans une structure MIAM en fonction de la différence d'indices Δn .

8.13(b-d)). Pour un résonateur MAIM, elle ne dépend pas de la différence d'indice entre les deux diélectriques. L'absorption a lieu majoritairement au niveau du miroir en or (Fig. 8.13(b)), pour $\Delta n > 1.5$, plus de 95% de l'absorption se passe vers le miroir. On note que la part de l'absorption dans les rubans est plus importante lorsque Δn est faible et donc lorsque qu'on se rapproche du cas d'un résonateur GMR à un seul diélectrique. Quelle que soit la valeur de Δn , le champ magnétique est localisé dans la couche d'indice n_2 et, donc là où se passe l'absorption. Pour un résonateur MIAM, pour des différences d'indice supérieures à $\Delta n = 1$, l'absorption a lieu à l'interface entre le réseau et le diélectrique d'indice élevé (Fig. 8.13(d)). Le champ magnétique est également localisé dans ce diélectrique. Lorsque la différence d'indice est trop faible ($\Delta n < 1$) et donc lorsqu'on se rapproche du cas à un seul diélectrique, la répartition de l'absorption est échangée avec une absorption qui devient

minoritaire dans le réseau et un champ magnétique qui est présent dans les deux couches de diélectrique.

Les structures MAIM et MIAM permettent de contrôler la localisation des champs et de l'absorption à la résonance grâce à leur guide d'onde asymétrique dont les propriétés gèrent le confinement de la lumière. Il est maintenant intéressant de pouvoir vérifier expérimentalement ces effets.

8.2.4 Démonstration expérimentale

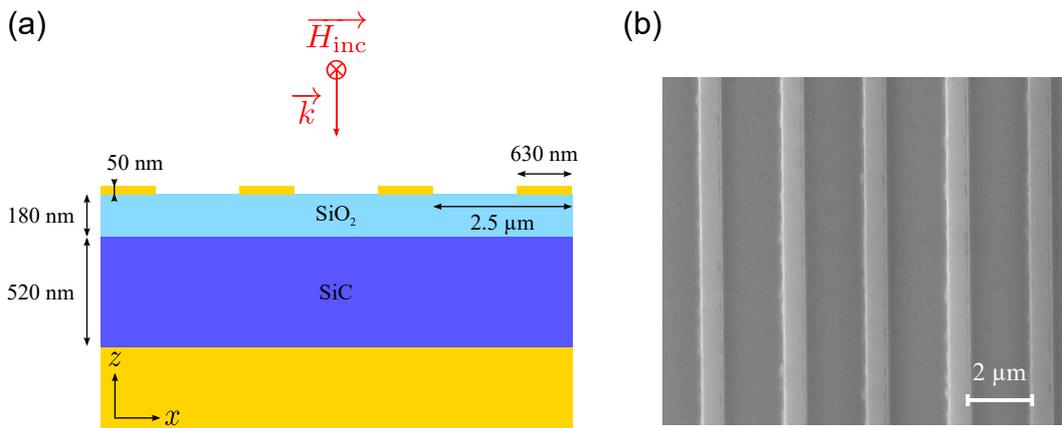


FIGURE 8.14 – (a) Schéma de la structure MAIM réalisée. (b) Image MEB de l'échantillon.

Afin de démontrer expérimentalement les propriétés des structures GMR bi-couches, j'ai réalisé un échantillon MAIM dans la salle blanche du C2N. Dans l'objectif de simplifier le procédé et de ne pas créer de structures suspendues, la silice SiO₂ d'indice moyen $n_1 = 1.4$ dans la bande II de l'infrarouge a été choisie comme diélectrique d'indice faible (à la place de l'air). Parmi les diélectriques disponibles au C2N, le rôle du diélectrique d'indice élevé sera tenu par le carbure de silicium SiC d'indice $n_2 = 2.7$, soit une différence d'indice $\Delta n = 1.3$. Tout d'abord, une couche d'or de 200 nm et une couche de titane d'accroche de 20 nm ont été déposées par évaporation sur un wafer en silicium. Ensuite par pulvérisation, on dépose 520 nm de SiC puis 180 nm de SiO₂. Pour éviter le décollement des couches diélectriques dans la suite du procédé, on effectue un recuit à 160°C pendant 2 min afin de supprimer tout résidu d'humidité. Après enduction d'une résine PMMA A5 (4000 tours/min pendant 30 s) et recuit de 30 min à 160°C, l'échantillon passe à la lithographie électronique qui vient dessiner les rubans sur la résine. Enfin, la résine est développée, un dépôt titane/or de 2/50 nm est réalisé et on effectue le lift-off final dans du trichloroéthylène. Le motif obtenu est un réseau de période $d = 2.5 \mu\text{m}$ de rubans de largeur $L = 630 \text{ nm}$ et d'épaisseur $h_m = 50 \text{ nm}$. Un schéma de la structure MAIM réalisé et une photo MEB de l'échantillon sont visibles en figure 8.14.

Comme on l'a vu au début de ce chapitre, la réponse spectrale d'un résonateur GMR est très dépendante de l'angle d'incidence. Comme pour les Fabry-Pérot à miroir nanostructuré étudiés précédemment, le banc de caractérisation en réflexion disponible à l'ONERA n'est

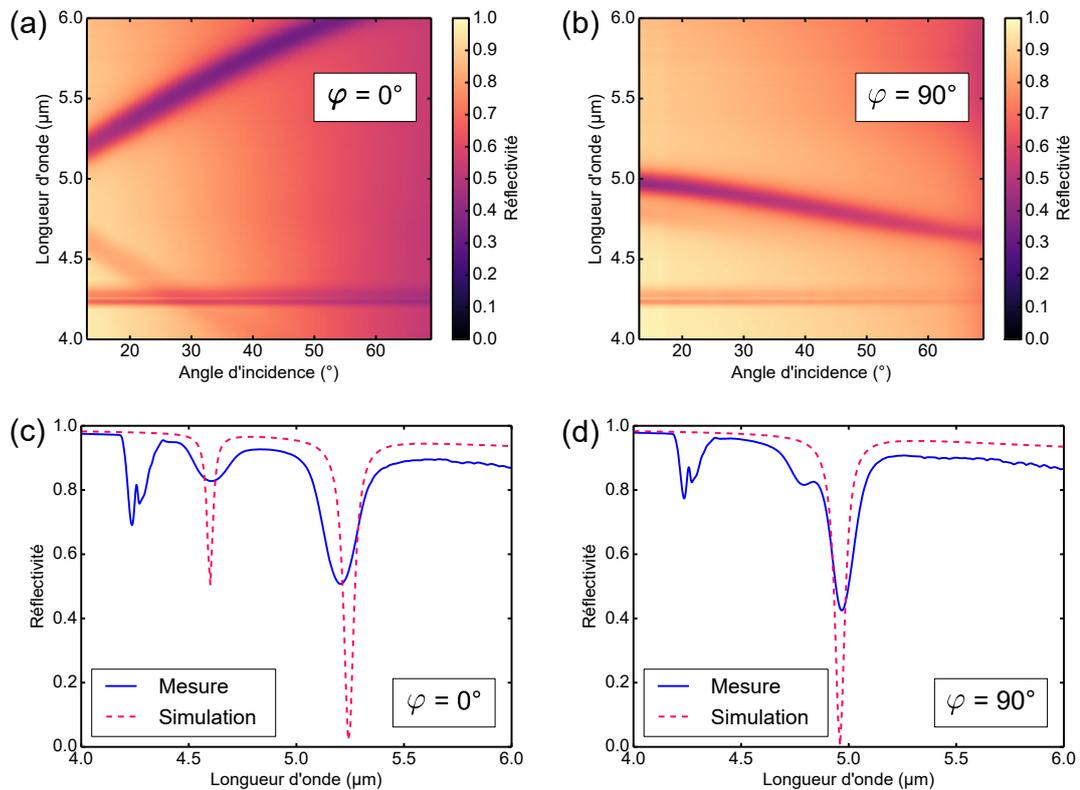


FIGURE 8.15 – (a) Carte de réflectivité de l'échantillon en fonction de la longueur d'onde et l'angle d'incidence θ à $\varphi = 0^\circ$. (b) Carte de réflectivité de l'échantillon en fonction de la longueur d'onde et l'angle d'incidence θ en incidence conique à $\varphi = 90^\circ$. (c) Spectre expérimental de réflectivité à $\theta = 13^\circ$ et $\varphi = 0^\circ$ (trait plein) et spectre obtenu par simulation de la structure à $\theta = 13^\circ$ (pointillés). (d) Spectre expérimental de réflectivité à $\theta = 13^\circ$ et $\varphi = 90^\circ$ (trait plein) et spectre obtenu par simulation de la structure à $\theta = 13^\circ$ (pointillés).

pas optimal : l'angle d'incidence minimal du FTIR est limité à $\theta = 13^\circ$ en raison de l'encombrement des miroirs et la divergence du faisceau incident est trop importante. On a tout de même caractérisé l'échantillon avec le FTIR pour deux configurations d'incidence : $\varphi = 0^\circ$ et $\varphi = 90^\circ$.

La figure 8.15(a-b) présente les cartes de réflectivité de l'échantillon en fonction de l'angle d'incidence θ entre 13 et 70° et de la longueur d'onde entre 4 et 6 μm à $\varphi = 0^\circ$ (Fig. 8.15(a)) et sous incidence conique à $\varphi = 90^\circ$ (Fig. 8.15(b)). Comme étudié au début du chapitre, à $\varphi = 0^\circ$, on a apparition d'un deuxième pic de résonance lorsque l'angle d'incidence θ est non nul et on aperçoit sur la carte de réflectivité les deux pics de résonance, celui dont la longueur d'onde décroît avec l'angle d'incidence étant moins intense que l'autre. A $\varphi = 90^\circ$, on observe un seul pic de résonance, plus tolérant angulairement que les deux pics à $\varphi = 0^\circ$, en accord avec les simulations réalisées au début du chapitre. Le pic d'absorption visible autour de 4.25 μm sur les deux cartes correspond à la présence de CO_2 lors de la mesure.

Le spectre de réflectivité à $\theta = 13^\circ$ pour chaque configuration est affiché en figure 8.15(c-d) en traits pleins. La structure MAIM fabriquée a été modélisée sous BMM en prenant

en compte une permittivité de l'or décrite par un modèle de Drude : $\lambda_p = 159$ nm et $\gamma = 0.0048$. L'indice du SiC est égal à 2.65 tandis que l'indice du SiO₂ est basé sur un modèle de Sellmeier¹⁶ :

$$n_{\text{SiO}_2}^2 = 1 + \frac{0.6961663\lambda^2}{\lambda^2 - 0.0684043^2} + \frac{0.4079426\lambda^2}{\lambda^2 - 0.1162414^2} + \frac{0.8974794\lambda^2}{\lambda^2 - 9.896161^2} \quad (8.1)$$

Les spectres de réflectivité obtenus avec BMM pour une onde incidente avec un angle $\theta = 13^\circ$ sont tracés en traits pointillés sur les figures 8.15(c-d). Dans les deux cas, les positions des pics entre les simulations et les mesures sont à peu près identiques mais on observe une différence importante d'amplitude et de largeur spectrale qui s'explique par la divergence du faisceau incident dans le FTIR.

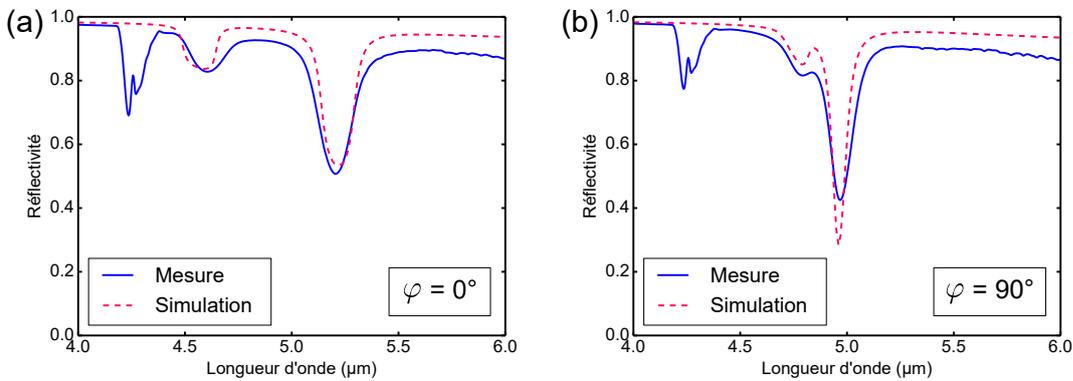


FIGURE 8.16 – (a) Spectre expérimental de réflectivité à $\theta = 13^\circ$ et $\varphi = 0^\circ$ (trait plein) et spectre obtenu par simulation de la structure en moyennant les réponses pour des angles d'incidence θ entre 10 et 16° (pointillés) à $\varphi = 0^\circ$. (b) Spectre expérimental de réflectivité à $\theta = 13^\circ$ et $\varphi = 90^\circ$ (trait plein) et spectre obtenu par simulation de la structure en moyennant les réponses pour des angles d'incidence θ entre 8 et 18° et pour des angles azimutaux φ entre 72 et 82° (pointillés).

On cherche ensuite à retrouver l'allure du spectre expérimental en prenant en compte tous les angles d'incidence arrivant sur l'échantillon, en raison de la divergence du faisceau. La figure 8.16 présente les spectres expérimentaux à $\theta = 13^\circ$ et les spectres obtenus par simulation en moyennant les réponses à différents angles d'incidence. Pour le cas $\varphi = 0^\circ$, il est possible de retrouver le spectre obtenu expérimentalement en moyennant les réponses pour des angles d'incidence θ entre 10 et 16° , soit $\pm 3^\circ$ par rapport à la valeur nominale, tout en restant à $\varphi = 0^\circ$. L'indice du SiC a également été adapté et choisi à 2.63. La variation de l'indice du SiC avec la longueur d'onde n'est pas connue ici. L'indice du SiC dépendant des conditions de dépôt, il faudrait pour les prochains échantillons réaliser un dépôt test de SiC en même temps que le dépôt pour l'échantillon afin de pouvoir mesurer précisément à l'ellipsomètre son indice en fonction de la longueur d'onde. Pour le cas $\varphi = 90^\circ$, il est plus difficile de retrouver le spectre expérimental. En plus de l'indice du SiC non connu, il semble que l'angle azimutal φ expérimental ne soit pas exactement de 90° . Le réglage de φ dans le montage se fait à l'œil de manière peu précise. Cependant en gardant un indice de SiC de 2.63, le meilleur accord est trouvé lorsque l'on moyenne sur les angles d'incidence θ

¹⁶MALITSON, « Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica* ».

entre 8 et 18° , soit $\pm 5^\circ$ autour des 13° initiaux et en moyennant également sur les angles azimutaux entre 72 et 82° , soit $\pm 5^\circ$ autour de 77° . Cette valeur centrale de φ semble un peu trop éloignée de $\varphi = 90^\circ$ que l'on attendait. Une erreur de 13° sur l'angle azimutal paraît trop importante pour ne pas avoir été remarquée à l'œil lors de la caractérisation.

Finalement, ce banc de caractérisation de la réflexion n'est pas adapté à l'analyse de résonances peu tolérantes angulairement. La divergence du faisceau incident élargit la réponse spectrale et diminue son amplitude. De plus, deux difficultés s'ajoutent pour trouver un bon accord entre les mesures et les simulations : l'imprécision de deux grandeurs, l'angle azimutal φ et l'indice du SiC.

8.3 Conclusion

Les résonateurs GMR à deux diélectriques, basés sur les guides d'onde étudiés dans le chapitre précédent pouvant confiner le champ magnétique dans un seul diélectrique, permettent de créer des absorbants très sélectifs et donc d'après la loi de Kirchhoff des émetteurs tout aussi sélectifs. Un contrôle spatial des pertes liées au métal est réalisé grâce au confinement du champ dans la couche diélectrique d'indice fort et au contrôle de la localisation de l'absorption dans la couche métallique la plus proche. La réponse des structures MIAM et MAIM présentées dans ce chapitre, composées de rubans unidimensionnels 1D, est polarisée : la lumière incidente est absorbée lorsque le champ magnétique est parallèle aux rubans. De la même manière que pour les résonateurs GMR classiques¹⁷, il est possible d'obtenir une réponse indépendante de la polarisation en incidence normale en utilisant des carrés 2D (motif équivalent à deux motifs rubans 1D identiques croisés). Dans le cas de motifs 2D rectangulaires, la réponse est alors différente dans les deux polarisations et la structure est équivalente à deux structures 1D croisées.

Les perspectives liées à ces résultats sont multiples, on peut imaginer utiliser cette localisation de l'absorption pour ne chauffer qu'une zone isolée thermiquement ou pour n'absorber que dans une zone isolée puis détecter la lumière ou la convertir. Dans le chapitre suivant, on approfondit la gestion et le contrôle des pertes non radiatives afin de réaliser des composants présentant très peu de pertes, que ce soit des absorbants ultra-sélectifs ou des filtres possédant une transmission quasi-unitaire.

¹⁷SAKAT et al., « Free-standing guided-mode resonance band-pass filters: from 1D to 2D structures ».

Chapitre

9

Conception de composants à faibles pertes

Sommaire

9.1 Absorbant/émetteur ultra-sélectif	126
9.1.1 Présentation du GMR tri-couches	126
9.1.2 Influence du facteur de remplissage	128
9.2 Utilisation de diélectrique avec pertes	129
9.3 Réduction des pertes dans un composant optique	132
9.4 Conclusion	134

La présence de métal dans les structures plasmoniques et les métamatériaux génère des pertes dans le domaine optique (visible et infrarouge) qui viennent limiter leurs performances et nous avons vu au début de cette partie que c'est un des enjeux actuels de la communauté de la plasmonique et des métamatériaux de s'affranchir de ces pertes. Lors de la réalisation de composants optiques, ces pertes se traduisent par des performances non optimales dues à la présence d'absorption dans le métal (typiquement 20% dans l'infrarouge). On obtient par exemple des filtres passe-bande avec seulement 80% de transmission^{1,2} ou des convertisseurs de polarisation où seulement 80% de la lumière incidente est convertie, les 20% restants étant absorbés dans la structure sous forme de dissipation de chaleur dans le métal³. Au niveau de la conception d'absorbants/émetteurs, ces pertes liées au métal élargissent la réponse spectrale et ne permettent pas d'obtenir des absorptions très sélectives. Ainsi, les facteurs de qualité de métasurfaces MIM telles celles étudiées dans la partie précédente ne peuvent dépasser $Q = 20 - 30$.

Le but de ce chapitre est d'utiliser les résultats des chapitres précédents sur le contrôle de la localisation des champs et de l'absorption dans des structures supportant une résonance de mode guidé afin de concevoir des composants optiques à pertes réduites. Nous nous intéresserons tout d'abord à des absorbants ultra-sélectifs pouvant atteindre des facteurs de qualité plus de 100 fois plus importants que ceux des structures étudiées auparavant. Ensuite, nous appliquerons cette ingénierie des champs dans des filtres GMR en transmission afin d'obtenir des transmissions unitaires.

¹SAKAT et al., « Guided mode resonance in subwavelength metallodielectric free-standing grating for bandpass filtering ».

²SAKAT et al., « Metal–dielectric bi-atomic structure for angular-tolerant spectral filtering ».

³LÉVESQUE et al., « Plasmonic planar antenna for wideband and efficient linear polarization conversion ».

9.1 Absorbant/émetteur ultra-sélectif

Nous avons étudié dans le chapitre précédent des résonateurs GMR dont le cœur est composé de deux diélectriques d'indices n_1 et n_2 avec $n_1 < n_2$. Selon la position du diélectrique d'indice fort dans le guide, la localisation des champs et de l'absorption dans la structure peut être contrôlée. Le champ magnétique dans ces résonateurs est principalement confiné dans le diélectrique d'indice élevé tandis que l'absorption a lieu soit dans le réseau lorsque ce diélectrique est sous le réseau (configuration MIAM), soit dans le miroir continu lorsque il est dessus (configuration MAIM). L'absorption dans le métal se passe finalement dans la couche métallique en contact avec ce diélectrique.

9.1.1 Présentation du GMR tri-couches

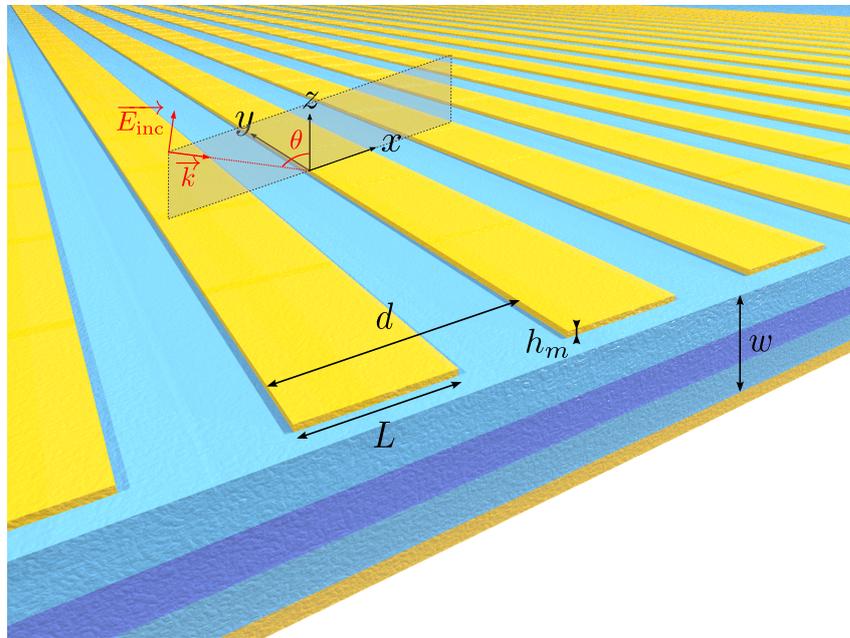


FIGURE 9.1 – Schéma d'un résonateur GMR fonctionnant en réflexion composé d'un réseau de période d de rubans en or de largeur L et d'épaisseur h_m , d'un guide d'onde d'épaisseur w formé de trois couches de diélectrique et d'un miroir en or continu suffisamment épais pour que la transmission de la structure soit nulle. Le diélectrique d'indice fort est situé au milieu de deux couches de diélectrique d'indice plus faible. La réponse de ce résonateur est étudiée pour une onde incidente polarisée TM avec un angle d'incidence θ , le champ magnétique est alors selon la direction des rubans.

On s'interroge dans cette partie sur le cas d'une structure GMR à trois diélectriques, présentée sur la figure 9.1, où le diélectrique d'indice fort n_2 est entouré de part et d'autre par un diélectrique d'indice plus faible n_1 , sans contact direct avec les couches métalliques. En dessous des diélectriques, se trouve un miroir en or continu suffisamment épais pour que la transmission de la structure complète soit nulle et au-dessus des couches est déposé un réseau de période d de rubans de largeur L et d'épaisseur h_m .

On introduit ici aussi le facteur de remplissage f qui donne la proportion de diélectrique d'indice fort n_2 . Ainsi, si l'épaisseur totale des couches diélectriques est notée w , fw correspond à l'épaisseur de la couche de diélectrique d'indice fort et $(1 - f)w/2$ à l'épaisseur de chacune des couches de diélectrique d'indice faible au-dessus et en dessous.

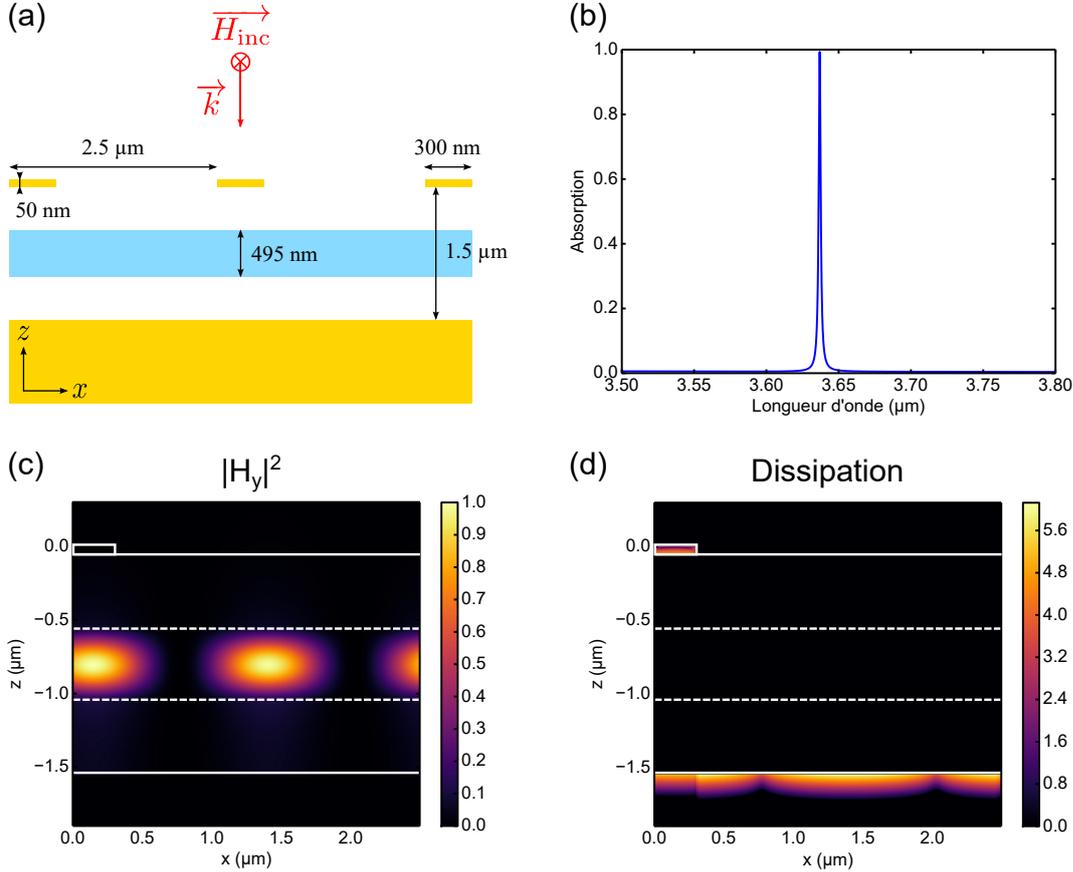


FIGURE 9.2 – (a) Schéma de la structure considérée : $d = 2.5 \mu\text{m}$, $L = 300 \text{ nm}$, $h_m = 50 \text{ nm}$, $w = 1.5 \mu\text{m}$, $f = 33\%$, $n_1 = 1$, $n_2 = 3.3$. (b) Spectre d'absorption pour une onde incidente polarisée TM en incidence normale. On observe une résonance à $\lambda_r = 3.637 \mu\text{m}$ avec un facteur de qualité très élevé $Q = 2273$. (c) Carte du champ magnétique $|H_y|^2$ à la longueur d'onde de résonance $\lambda_r = 3.637 \mu\text{m}$. Le champ est localisé dans la couche d'arséniure de gallium. (d) Carte de la dissipation dans la structure à la résonance, en échelle logarithmique. La dissipation a principalement lieu dans le miroir continu.

On modélise ces structures avec BMM⁴ en choisissant l'air ($n_1 = 1$) et l'arséniure de gallium GaAs ($n_2 = 3.3$) comme diélectriques. La permittivité de l'or est décrite par un modèle de Drude avec les paramètres suivants : $\lambda_p = 159 \text{ nm}$ et $\gamma = 0.0048$. On considère une structure, représentée en figure 9.2(a), composée d'un réseau de période $d = 2.5 \mu\text{m}$ de rubans de largeur $L = 300 \text{ nm}$ et d'épaisseur $h_m = 50 \text{ nm}$, déposé sur un guide diélectrique d'épaisseur totale $w = 1.5 \mu\text{m}$ et rempli à $f = 33\%$ d'arséniure de gallium. La structure est éclairée par une onde incidente polarisée TM (le champ magnétique est selon l'axe y)

⁴BOUCHON et al., « Fast modal method for subwavelength gratings based on B-spline formulation ».

en incidence normale ($\theta = 0^\circ$) et son spectre d'absorption est affiché en figure 9.2(b). Elle présente une absorption totale à $\lambda_r = 3.637 \mu\text{m}$ dont la largeur spectrale est de l'ordre du nanomètre : $\Delta\lambda = 1.6 \text{ nm}$. Son facteur de qualité est donc très élevé, $Q = 2273$, plus de 100 fois supérieur à ceux obtenus précédemment. On note également ici un excellent taux de réjection avec une réflectivité quasi-totale en dehors de la résonance. Les cartes du champ magnétique et de la dissipation à la résonance (Fig. 9.2(c-d)) indiquent que le champ est confiné dans la couche diélectrique d'indice fort et que la dissipation a lieu principalement dans le miroir. La répartition de l'absorption à la résonance donne : $A_{\text{réseau}}(\lambda_r) = 4.1\%$ au niveau des rubans et $A_{\text{miroir}}(\lambda_r) = 95.2\%$ au niveau du miroir inférieur.

Comme attendu d'après l'étude du chapitre 7, le champ magnétique dans un résonateur GMR à base de trois diélectriques est confiné dans le diélectrique d'indice fort, ici placé au centre du guide.

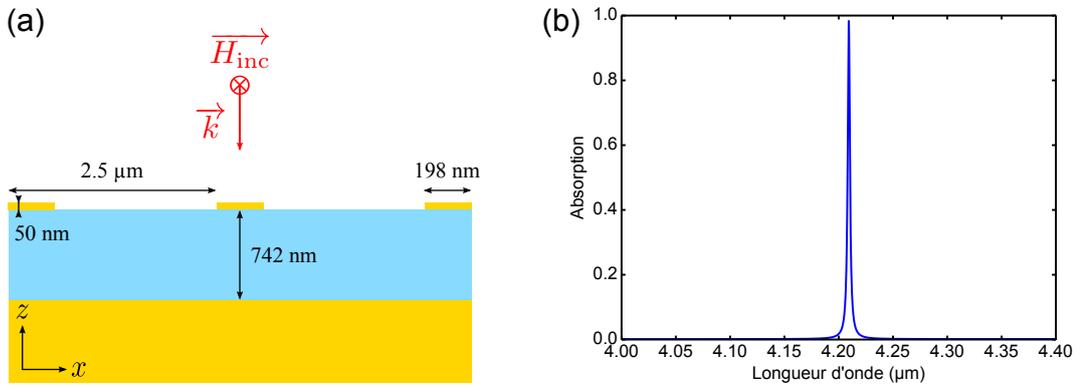


FIGURE 9.3 – (a) Schéma de la structure considérée : $d = 2.5 \mu\text{m}$, $L = 198 \text{ nm}$, $h_m = 50 \text{ nm}$, $w = 742 \text{ nm}$, $f = 33\%$, $n = 2$. (b) Spectre d'absorption pour une onde incidente polarisée TM en incidence normale. On observe une résonance à $\lambda_r = 4.209 \mu\text{m}$ avec un facteur de qualité très élevé $Q = 1619$.

La structure tri-couches présentée dans cette partie peut être vue comme un résonateur GMR classique dans lequel le métal présente très peu de pertes. On considère la structure GMR présentée en figure 9.3(a), composée d'un réseau en or de période $d = 2.5 \mu\text{m}$ de rubans de largeur $L = 198 \text{ nm}$ et d'épaisseur $h_m = 50 \text{ nm}$, et d'une couche diélectrique d'épaisseur $h = 742 \text{ nm}$ et d'indice $n = 2$ déposée sur un miroir en or. L'or utilisé présente peu de pertes, il est décrit par un modèle de Drude avec $\lambda_p = 159 \text{ nm}$ et $\gamma = 0.0004$, plus de dix fois plus faible que précédemment. Le spectre d'absorption d'une telle structure est tracé en figure 9.3(b) et on note une absorption quasi totale à $\lambda_r = 4.209 \text{ nm}$ avec un facteur de qualité de 1619, c'est-à-dire de l'ordre de grandeur de ceux des résonateurs GMR tri-couches et non de ceux d'un simple résonateur GMR. Les résonateurs GMR tri-couches se comportent alors comme des résonateurs GMR simples à un diélectrique et dont le métal présente moins de pertes.

9.1.2 Influence du facteur de remplissage

Comme pour les structures MAIM ou MIAM, le facteur de remplissage permet d'accorder la longueur d'onde de résonance de la structure. La figure 9.4(a) présente des spectres

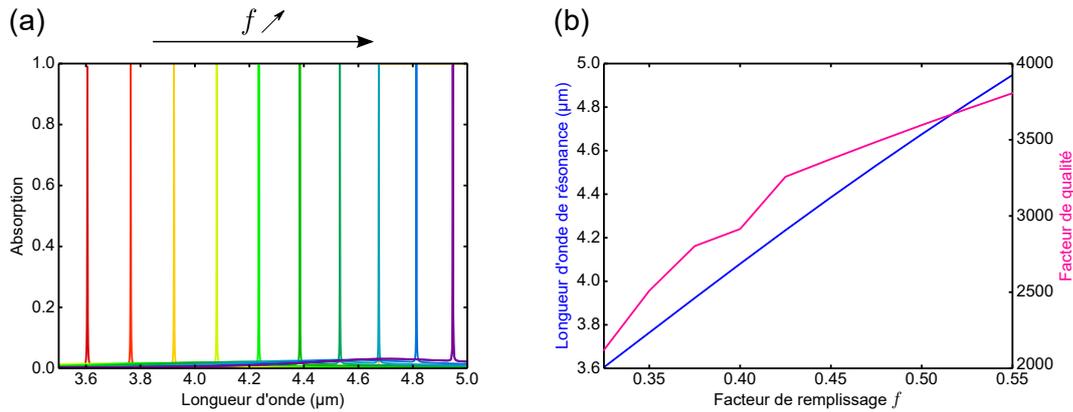


FIGURE 9.4 – (a) Spectres d’absorption d’une structure GMR ($d = 2.5 \mu\text{m}$, $L = 300 \text{ nm}$, $h_m = 50 \text{ nm}$, $w = 1.5 \mu\text{m}$) pour une onde incidente polarisée TM en incidence normale. Le facteur de remplissage varie entre 32.5 et 55% pour balayer la bande [3.5 – 5] μm . (b) Evolution de la longueur de résonance λ_r et du facteur de qualité Q en fonction du facteur de remplissage f .

d’absorption d’une structure de base dont les dimensions sont $d = 2.5 \mu\text{m}$, $L = 300 \text{ nm}$, $h_m = 50 \text{ nm}$, $w = 1.5 \mu\text{m}$, pour différents facteurs de remplissage f . En faisant varier f de 32.5 à 55%, on balaye toutes les longueurs d’onde entre 3.5 et 5 μm tout en gardant une absorption quasi totale ($A(\lambda_r) > 99\%$). La longueur d’onde de résonance augmente de manière affine avec le facteur de remplissage (Fig. 9.4(b)). On note également que le facteur de qualité augmente avec la proportion de diélectrique d’indice fort, de $Q = 2121$ pour $f = 32.5\%$ à $Q = 3806$ pour $f = 55\%$ (Fig. 9.4(b)).

Il est donc possible de réaliser des absorbants, et donc des émetteurs, très sélectifs avec ces structures GMR à trois couches diélectriques grâce au confinement du champ magnétique loin des interfaces métalliques. Les facteurs de qualité très élevés obtenus peuvent devenir utiles pour des sources thermiques appliquées à la détection de gaz où la signature des gaz à détecter est spectralement fine et ne doit pas être confondue avec la signature voisine. Une application à la réduction de pertes dans un composant optique est présentée dans la partie suivante, à l’aide de ces résonateurs tri-couches dont la couche centrale est absorbante.

9.2 Utilisation de diélectrique avec pertes

Comme étudié juste avant, dans une structure GMR tri-couches, le champ est confiné dans la couche de diélectrique d’indice fort et l’absorption a lieu dans le miroir inférieur. On remplace ici le diélectrique d’indice élevé n_2 sans pertes par un diélectrique absorbant possédant un indice complexe dont la partie réelle est élevée et dont la partie imaginaire rend compte des pertes par absorption. On note cet indice $n_2 = n + ik$.

On considère ici le même résonateur tri-couches que celui étudié en début de partie, sauf que la couche diélectrique centrale d’indice élevé possède maintenant un indice complexe $n_2 = 3.3 + ik$. On commence par étudier les deux cas suivants : $k = 10^{-3}$ et $k = 10^{-2}$. Les paramètres du résonateur sont les mêmes que précédemment : $d = 2.5 \mu\text{m}$, $h_m = 50 \text{ nm}$,

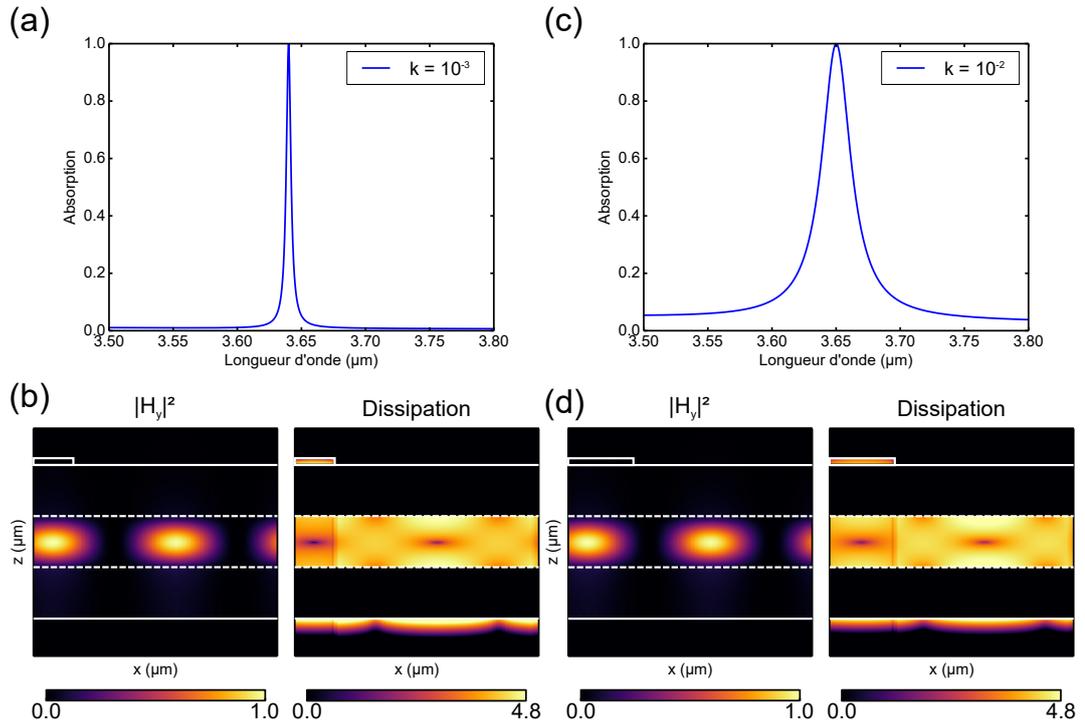


FIGURE 9.5 – (a) Spectre d’absorption d’une structure GMR dont l’indice n_2 est complexe : $n_2 = 3.3 + i10^{-3}$ pour une onde incidente polarisée TM en incidence normale. Les autres paramètres sont $d = 2.5 \mu\text{m}$, $L = 400 \text{ nm}$, $h_m = 50 \text{ nm}$, $w = 1.5 \mu\text{m}$, $f = 33\%$, $n_1 = 1$. (b) Cartes du champ magnétique et de la dissipation à la résonance pour le cas $k = 10^{-3}$. (c) Spectre d’absorption d’une structure dont l’indice n_2 est complexe : $n_2 = 3.3 + i10^{-2}$ pour une onde incidente polarisée TM en incidence normale. Les autres paramètres sont $d = 2.5 \mu\text{m}$, $L = 660 \text{ nm}$, $h_m = 50 \text{ nm}$, $w = 1.5 \mu\text{m}$, $f = 33\%$, $n_1 = 1$. (d) Cartes du champ magnétique et de la dissipation à la résonance pour le cas $k = 10^{-2}$.

$w = 1.5 \mu\text{m}$, $f = 33\%$, $n_1 = 1$. Seule la largeur des rubans L est ajustée pour maintenir une absorption totale pour chaque valeur de k : $L = 400 \text{ nm}$ pour $k = 10^{-3}$ et $L = 660 \text{ nm}$ pour $k = 10^{-2}$. Le résonateur est éclairé par une onde incidente polarisée TM en incidence normale et on regarde son spectre d’absorption et les cartes de champ pour les deux valeurs de k (Fig. 9.5). Lorsque $k = 10^{-3}$, ce qui correspond à de faibles pertes, la structure résonne à $\lambda_r = 3.64 \mu\text{m}$ avec une absorption totale de la lumière (Fig 9.5(a)). A cause du rajout de pertes dans le diélectrique, le facteur de qualité est moins bon que précédemment mais reste tout de même assez élevé : $Q = 827$. Comme attendu, à la résonance, le champ magnétique est confiné dans la couche centrale, en revanche la dissipation est également localisée dans cette couche (Fig 9.5(b)). A la résonance, l’absorption a donc majoritairement lieu dans la couche d’indice n_2 ($A_d(\lambda_r) = 58.4\%$). Le reste de la lumière incidente est absorbée à 38.8% dans le miroir et à 2.7% dans le réseau. Finalement, plus de 58% de la lumière incidente est absorbée dans une couche diélectrique d’environ 500 nm malgré la faible valeur de la partie imaginaire de son indice k .

On s’intéresse maintenant à la configuration avec $k = 10^{-2}$, c’est-à-dire que le diélectrique

présente un peu plus de pertes. Le spectre d'absorption du résonateur est affiché en figure 9.5(c) et on observe une absorption totale à $3.65 \mu\text{m}$. En augmentant un peu plus les pertes dans le diélectrique, on élargit un peu plus la réponse spectrale du résonateur et ici son facteur de qualité est $Q = 129$. Les cartes du champ magnétique et de la dissipation à la résonance indiquent que le champ est confiné dans le diélectrique d'indice n_2 et que l'absorption y a également lieu. La répartition de l'absorption à la résonance donne : $A_d(\lambda_r) = 92.6\%$, $A_{\text{miroir}}(\lambda_r) = 6.1\%$ et $A_{\text{réseau}}(\lambda_r) = 1.2\%$.

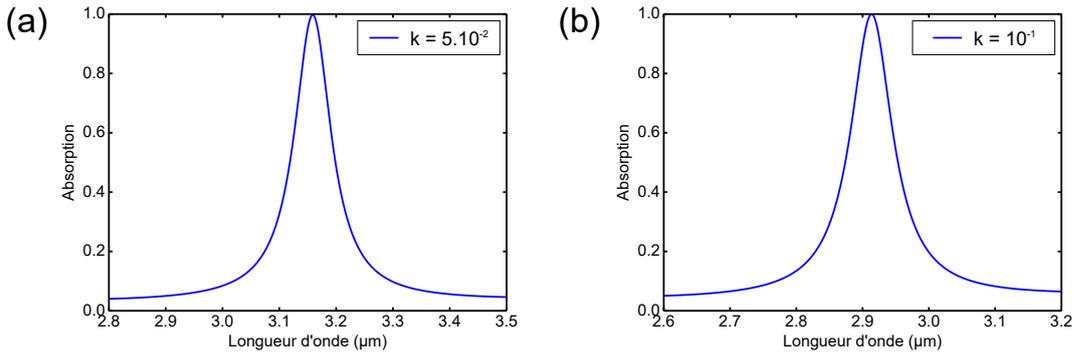


FIGURE 9.6 – (a) Spectre d'absorption d'une structure GMR dont l'indice n_2 est complexe : $n_2 = 3.3 + (5 \times 10^{-3})i$ pour une onde incidente polarisée TM en incidence normale. Les autres paramètres sont $d = 2.5 \mu\text{m}$, $L = 1.4 \mu\text{m}$, $h_m = 50 \text{ nm}$, $w = 1.5 \mu\text{m}$, $f = 0.25$, $n_1 = 1$. (b) Spectre d'absorption d'une structure dont l'indice n_2 est complexe : $n_2 = 3.3 + i10^{-1}$ pour une onde incidente polarisée TM en incidence normale. Les autres paramètres sont $d = 2.5 \mu\text{m}$, $L = 1.17 \mu\text{m}$, $h_m = 50 \text{ nm}$, $w = 1.5 \mu\text{m}$, $f = 20\%$, $n_1 = 1$.

En augmentant encore les pertes du diélectrique, il est possible de localiser presque toute l'absorption dans la couche diélectrique. En revanche, le facteur de qualité de la réponse devient plus faible. On étudie maintenant les cas $k = 5 \times 10^{-2}$ et $k = 10^{-1}$. Tout d'abord, lorsque $k = 5 \times 10^{-2}$, on modifie la largeur des rubans et le facteur de remplissage pour maintenir l'absorption totale. Les dimensions du résonateur sont alors : $d = 2.5 \mu\text{m}$, $L = 1.4 \mu\text{m}$, $h_m = 50 \text{ nm}$, $w = 1.5 \mu\text{m}$, $f = 0.25$. La structure résonne à $3.159 \mu\text{m}$ avec un facteur de qualité de 39. A la résonance, 99.7% de la lumière incidente est absorbée dans la structure dont 95.5% dans le diélectrique, 3.6% dans le miroir et 0.7% dans le réseau. Enfin, pour $k = 10^{-1}$, les dimensions de la structure, en particulier la largeur des rubans et le facteur de remplissage, sont ajustées pour obtenir une absorption totale : $d = 2.5 \mu\text{m}$, $L = 1.17 \mu\text{m}$, $h_m = 50 \text{ nm}$, $w = 1.5 \mu\text{m}$ et $f = 0.2$. La réponse de ce résonateur pour une onde incidente polarisée TM est tracée en figure 9.6(b). On observe une résonance à $\lambda_r = 2.914 \mu\text{m}$ avec un facteur de qualité de 37. Dans cette configuration, 94.6% de la lumière incidente est absorbée par la couche de diélectrique d'épaisseur 300 nm, tandis que 4.5% est absorbée par le miroir et 0.8% par le réseau.

Finalement, en ajoutant des pertes dans le diélectrique d'indice élevé, on réussit à obtenir une structure où plus de 90% du rayonnement incident est absorbé par ce diélectrique. Ce principe d'absorption localisée dans une zone isolée pourrait être mis à profit pour réaliser des

détecteurs infrarouges efficaces⁵ ou pour concevoir des plateformes optofluidiques permettant la bio-détection de molécules dans de très petits volumes⁶. On peut également envisager l'utilisation de cette localisation de l'absorption pour concevoir des sources laser assistées par nanostructures^{7,8}.

9.3 Réduction des pertes dans un composant optique

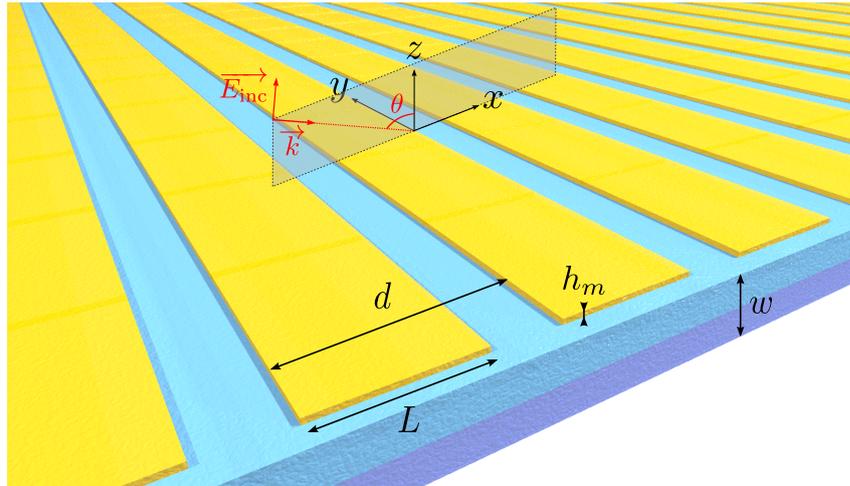


FIGURE 9.7 – Schéma d'un filtre GMR bicouches en transmission.

On applique dans cette partie les résultats sur la localisation du champ à des filtres GMR en transmission composés d'un réseau de période d de rubans en or de largeur L et d'épaisseur h_m , déposé sur un guide composé de deux diélectriques d'indice n_1 et n_2 avec $n_1 < n_2$. La largeur du guide est notée w et le facteur de remplissage représente la proportion du diélectrique d'indice n_2 . Un schéma de la figure est visible en figure 9.7.

A cause des pertes liées au métal, les filtres plasmoniques étudiés dans la littérature peinent à dépasser les 80% de transmission^{9,10,11,12}. On cherche donc ici à réaliser des filtres présentant des transmissions quasi-unitaires. On présente dans la suite du chapitre plusieurs géométries de filtres intéressants avec des transmissions supérieures à 95%. A chaque fois, les indices des diélectriques sont $n_1 = 1$ et $n_2 = 3.3$ et la couche de plus faible indice est situé sous le réseau.

Le premier filtre, présenté en figure 9.8(a) possède les dimensions suivantes : $d = 2.45 \mu\text{m}$, $L = 1.82 \mu\text{m}$, $w = 1.43 \mu\text{m}$, $h_m = 50 \text{ nm}$ et $f = 44\%$. Il est éclairé par une onde

⁵NGA CHEN et al., « Antenna-coupled microcavities for enhanced infrared photo-detection ».

⁶CATTONI et al., « $\lambda 3/1000$ plasmonic nanocavities for biosensing fabricated by soft UV nanoimprint lithography ».

⁷CHASTANET et al., « Surface emitting thermally assisted polaritonic light-emitting device ».

⁸SIRTORI et al., « Wave engineering with THz quantum cascade lasers ».

⁹SAKAT et al., « Guided mode resonance in subwavelength metallodielectric free-standing grating for bandpass filtering ».

¹⁰BARNES et al., « Surface plasmon subwavelength optics ».

¹¹D. INOUE et al., « Polarization independent visible color filter comprising an aluminum film with surface-plasmon enhanced transmission through a subwavelength array of holes ».

¹²PORTO et al., « Transmission resonances on metallic gratings with very narrow slits ».

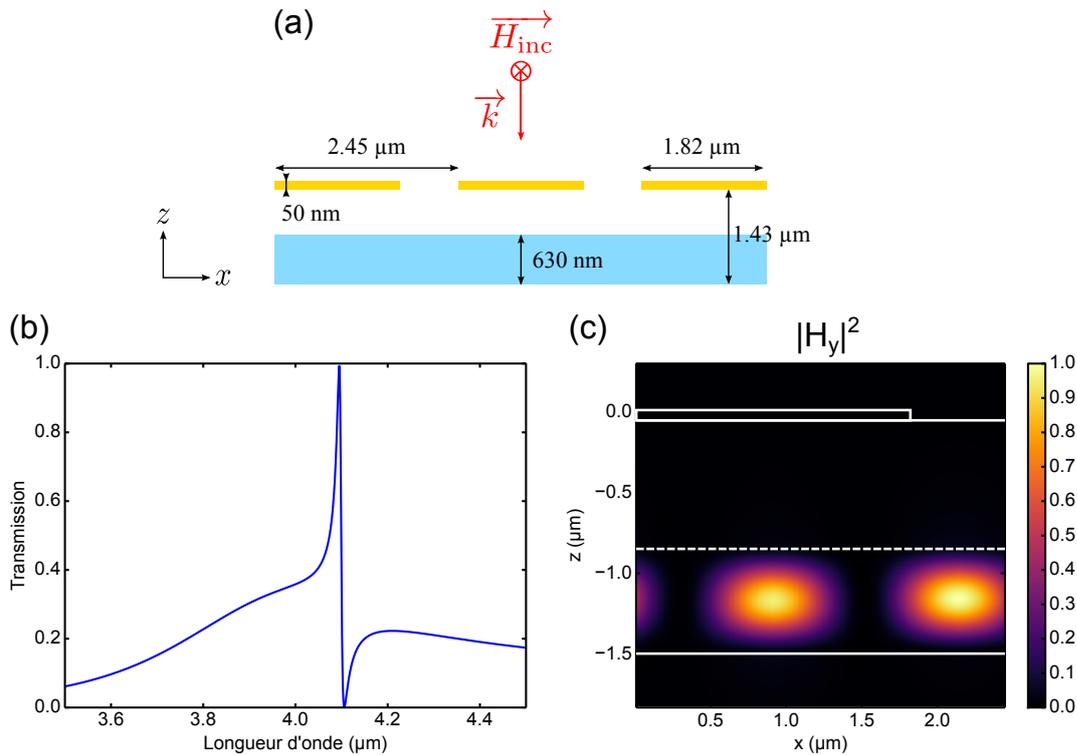


FIGURE 9.8 – (a) Schéma de la structure considérée : $d = 2.45 \mu\text{m}$, $L = 1.82 \mu\text{m}$, $w = 1.43 \mu\text{m}$, $h_m = 50 \text{ nm}$, $f = 44\%$, $n_1 = 1$, $n_2 = 3.3$. (b) Spectre de transmission pour une onde incidente polarisée TM en incidence normale. On observe une résonance à $\lambda_r = 4.095 \mu\text{m}$ avec 99.3% de transmission. (c) Carte du champ magnétique $|H_y|^2$ à la résonance. Le champ est localisé dans la couche d'indice élevé n_2 .

incidente polarisée TM et son spectre de réflectivité est tracé en figure 9.8(b). On observe un pic de résonance à $\lambda_r = 4.095 \mu\text{m}$ où 99.3% de la lumière incidente est transmise. La carte du champ magnétique à la résonance montre un confinement du champ dans la couche d'indice élevé (Fig. 9.8(c)). Ce filtre atteint une valeur de transmission maximale quasi-unitaire, bien au-delà des valeurs trouvées dans la littérature pour des structures à base de métal. L'efficacité de réjection n'est pas optimale mais peut être améliorée.

Deux autres exemples de filtres avec un meilleur taux de réjection sont montrés en figure 9.9(a-b). Le premier résonne à $3.993 \mu\text{m}$ avec une transmission maximale de 98.7%. En dehors de la résonance, la transmission reste inférieure à 15%. Quant au deuxième, il présente une transmission maximale de 98.2% à $3.277 \mu\text{m}$.

Ces premiers résultats semblent prometteurs pour la conception de filtres passe bande à transmission unitaire. Selon l'application visée, on pourra chercher à optimiser la transmission maximale ou l'efficacité de réjection.

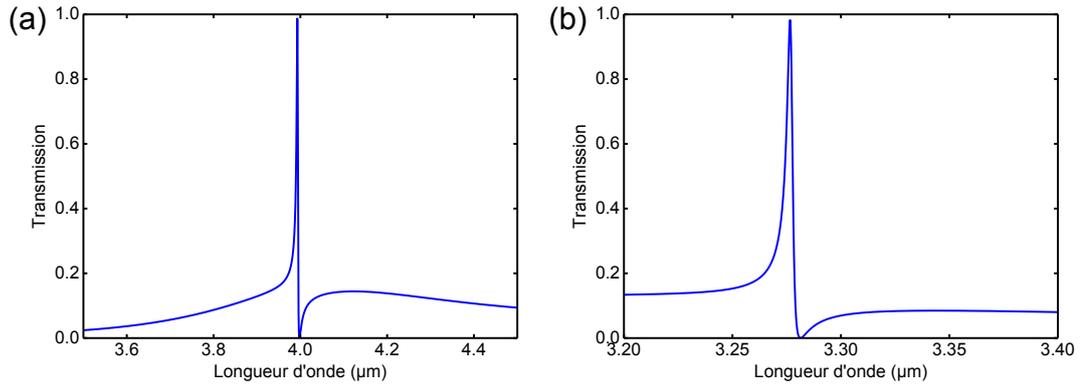


FIGURE 9.9 – (a) Spectre de transmission pour une onde incidente polarisée TM en incidence normale d’une structure aux dimensions suivantes : $d = 2.25 \mu\text{m}$, $L = 1.95 \mu\text{m}$, $w = 1.45 \mu\text{m}$, $h_m = 50 \text{ nm}$, $f = 44\%$, $n_1 = 1$, $n_2 = 3.3$. On observe une résonance à $\lambda_r = 3.993 \mu\text{m}$ avec 98.7% de transmission. (b) Spectre de transmission pour une onde incidente polarisée TM en incidence normale d’une structure aux dimensions suivantes : $d = 2.25 \mu\text{m}$, $L = 1.78 \mu\text{m}$, $w = 1.45 \mu\text{m}$, $h_m = 50 \text{ nm}$, $f = 32\%$, $n_1 = 1$, $n_2 = 3.3$. On observe une résonance à $\lambda_r = 3.277 \mu\text{m}$ avec 98.2% de transmission.

9.4 Conclusion

En réalisant une ingénierie des champs dans des structures à résonance de mode guidé, il devient possible de gérer les pertes liées à l’utilisation de métal, qui élargissent les réponses spectrales et mènent à des absorptions non désirées dans les couches métalliques. On a démontré la réalisation d’absorbants et donc d’émetteurs sélectifs dont les facteurs de qualité sont plus de 100 fois plus élevés que ceux étudiés auparavant. On a ensuite appliqué le concept de guides multi-diélectriques à des filtres en transmission et démontré des transmissions quasi-unitaires.

Les résultats présentés dans cette partie ouvrent la voie à de nombreuses applications prometteuses où le contrôle des champs et de l’absorption est nécessaire, que ce soit pour la détection infrarouge ou le biosensing. En particulier, ces résonateurs GMR multi-diélectriques constituent une nouvelle solution pour limiter les pertes dans les systèmes plasmoniques et concevoir des composants optiques plus efficaces. Enfin, l’ingénierie des champs réalisée dans cette partie pourrait être étendue à d’autres résonateurs que les GMR et servir d’exemple d’approche à adapter sur d’autres structures plasmoniques.

Conclusion et perspectives

L'objectif de cette thèse est de développer de nouveaux concepts de sources thermiques nanostructurées à émission contrôlée dans l'infrarouge.

Après avoir mis en évidence dans la première partie les enjeux et les besoins liés au développement de sources infrarouges et fait l'inventaire des sources disponibles, les métamatériaux et métasurfaces sont apparus comme des candidats de choix pour la conception d'émetteurs thermiques accordables.

Dans la deuxième partie, nous nous sommes intéressés à des métasurfaces permettant de réaliser un contrôle de l'émissivité dans la bande II de l'infrarouge, entre 3 et 5 μm . Tout d'abord, les résonateurs de type Métal-Isolant-Métal (MIM) ont été étudiés. Ces métasurfaces sont composées ici d'une couche métallique nanostructurée formant un réseau périodique d'antennes rectangulaires en or, d'une couche diélectrique transparente dans l'intervalle spectral d'étude et d'un miroir continu en or. Cette structure est le siège d'une résonance de type Fabry-Pérot qui mène à une absorption totale et omnidirectionnelle, dont on a rappelé les caractéristiques. Afin de vérifier expérimentalement les propriétés de ces métasurfaces, plusieurs échantillons ont été réalisés en salle blanche puis caractérisés grâce à un banc optique développé au cours de ma thèse permettant une caractérisation à la fois spectrale et spatiale de l'émissivité. L'émission de ces résonateurs, plus fine que celle d'un corps noir, vérifie bien la loi de Kirchhoff et est contrôlée avec la géométrie de la nanostructuration. En particulier, il est possible de choisir la longueur d'onde d'émission tout en maintenant une émissivité unitaire, mais aussi de choisir l'amplitude de l'émissivité à une longueur d'onde fixée. Nous nous sommes ensuite intéressés à la combinaison d'antennes dans une même période sub-longueur d'onde et nous avons démontré théoriquement et expérimentalement un élargissement de la réponse spectrale. La largeur spectrale de l'émission est contrôlée par le nombre d'antennes dans chaque période tandis que les dimensions des antennes et leur espacement permettent de fixer les résonances et d'éviter les différents couplages, liés à la proximité spatiale ou spectrale des antennes. A ce point, l'antenne MIM

constitue une brique élémentaire qui permet de moduler spectralement et en polarisation l'émissivité. Cependant, la modulation spatiale n'est pas encore atteinte car les émetteurs réalisés sont basés sur la répétition périodique d'un motif et possèdent des propriétés spatialement homogènes. La dernière étude effectuée sur ces métasurfaces MIM concerne donc la réalisation d'une modulation spatiale de l'émission à l'échelle de la longueur d'onde. Nous avons alors considéré des métasurfaces MIM inhomogènes non périodiques où l'émissivité est définie au niveau de pixels de $2 \times 2 \mu\text{m}^2$. Chaque pixel contient une combinaison spécifique d'antennes possédant différentes longueurs et différentes orientations, déterminant ainsi la longueur d'onde et la largeur spectrale d'émission dans chaque polarisation. La juxtaposition de ces pixels permet ensuite de coder des images multispectrales et polarisées. Deux échantillons ont été réalisés, sur lesquels des images multipectrales ont été codées, dans deux polarisations orthogonales. Les perspectives ouvertes par ce codage, dont le procédé a été breveté, sont multiples : conception de mires infrarouges, utilisation comme dispositif anti-contrefaçon, développement d'une matrice d'émetteurs couplée à une matrice de pixels détecteurs.

Le facteur de qualité permet de décrire la finesse d'une résonance. Il est typiquement de 10 pour une métasurface MIM simple et diminue lorsque l'on ajoute des antennes dans la période. En revanche, à cause des pertes dans le métal, il n'est pas possible d'obtenir des facteurs de qualité beaucoup plus grands avec ces résonateurs. Et pourtant, des émissions à très grand facteur de qualité peuvent être nécessaires pour la détection de gaz par exemple. Nous avons donc proposé et étudié une autre famille de métasurfaces reposant sur une cavité Fabry-Pérot dont le miroir d'entrée est nanostructuré. Ces structures présentent une résonance à plus grand facteur de qualité ($Q \sim 100$) et avec une meilleure efficacité de réjection qu'une cavité Fabry-Pérot classique. De plus, la structuration du miroir ajoute des degrés de liberté dans le contrôle de l'émission et permet de modifier la réponse spectrale de la structure en gardant une taille de cavité fixe.

A la fin de la deuxième partie, à l'aide des deux familles de métasurfaces étudiées, nous possédons tous les outils pour concevoir des émetteurs thermiques compacts dont on peut contrôler la ou les longueurs d'onde d'émission, la largeur spectrale et la polarisation. Il est également possible de juxtaposer des émetteurs avec différentes réponses spectrales sur un même dispositif et ce, même à l'échelle de la longueur d'onde. Cependant, il reste encore d'autres défis à relever sur les sources thermiques : la conception de sources directionnelles, pouvant émettre une longueur d'onde dans une direction donnée ou de sources à plus haute température émettant plus de flux, et la réalisation d'un contrôle dynamique de l'émissivité. Un dernier enjeu important pour de nombreuses applications est la réduction des pertes par conduction et convection ainsi que des pertes en dehors des bandes spectrales d'intérêt.

La troisième et dernière partie propose une solution pour répondre au problème des pertes métalliques dans les métamatériaux et les structures plasmoniques, c'est-à-dire une solution pour choisir la localisation ces pertes et pour contrôler le taux de pertes. En partant de l'étude de guides d'onde plans métalliques, nous avons démontré que la présence de diélectriques d'indices différents à l'intérieur du guide permet de contrôler la localisation et le confinement du champ. A partir de deux couches diélectriques, il est possible de réaliser une ingénierie des champs dans le guide, contrôlée avec les indices des couches diélectriques, leurs épaisseurs

et leurs positions dans le guide. Ces résultats ont ensuite été appliqués à des résonateurs GMR fonctionnant sur le principe de la résonance de mode guidé qui repose sur le couplage des ordres diffractés d'un réseau avec un mode propre d'un guide d'onde. En remplaçant un des plans métalliques du guide par un réseau, on crée une structure à résonance de mode guidé. Comme attendu après l'étude des guides, ces structures permettent de confiner le champ dans un diélectrique, celui d'indice le plus élevé et l'absorption est alors localisée dans la couche métallique la plus proche. Les résonateurs GMR affichent également un grand facteur de qualité ($Q \sim 100$ pour les bi-couches et $Q > 1000$ pour les tri-couches) et une excellente efficacité de réjection, utiles pour la conception d'absorbants/émetteurs sélectifs. Le contrôle de la localisation de l'absorption permet de mimer l'effet d'un métal avec moins de pertes, et il est possible d'absorber quasiment tout le rayonnement incident dans une couche diélectrique peu épaisse et faiblement absorbante. Cela ouvre des possibilités pour l'amélioration de détecteurs ou de sources de lumières.

La gestion des pertes peut aussi être utilisée dans des composants optiques à base de métal qui perdent près de 20% de la lumière incidente par absorption. Nous avons ainsi appliqué notre solution à des filtres passe bande en transmission et démontré des transmissions quasi-unitaires ($T > 99\%$). Cette approche pourrait également servir pour d'autres composants (lentilles, prismes...) qui ont fait l'objet d'un regain d'intérêt avec l'avènement des métasurfaces. Enfin, cette ingénierie des champs peut aussi s'assimiler à l'utilisation d'un méta-métal parfait, qui permet de limiter les pertes hors résonance (très fort taux de réjection), et pourrait trouver une place de choix dans les applications telles que le photovoltaïque ou l'éclairage, où les pertes spectrales (liées à la convolution avec le corps noir) hors bande d'intérêt sont cruciales.

Bibliographie

- ARGYROPOULOS, Christos et al. « Broadband absorbers and selective emitters based on plasmonic Brewster metasurfaces ». In : *Physical Review B* 87.20 (2013), p. 205112 (cf. p. 22, 29).
- BARNES, William L et al. « Surface plasmon subwavelength optics ». In : *Nature* 424.6950 (2003), p. 824–830 (cf. p. 132).
- BERGMAN, David J et al. « Surface plasmon amplification by stimulated emission of radiation: quantum generation of coherent surface plasmons in nanosystems ». In : *Physical Review Letters* 90.2 (2003), p. 027402 (cf. p. 91).
- BERMEL, Peter et al. « Design and global optimization of high-efficiency thermophotovoltaic systems ». In : *Optics Express* 18.103 (2010), A314–A334 (cf. p. 25).
- BIERMAN, David M et al. « Enhanced photovoltaic energy conversion using thermally based spectral shaping ». In : *Nature Energy* 1 (2016), p. 16068 (cf. p. 25).
- BILLAUDEAU, Cyrille. « Guidage optique dans les cristaux plasmoniques 1D et 2D ». Thèse de doct. Université Paris Sud-Paris XI, 2007 (cf. p. 84).
- BLABER, MG et al. « Optical properties of intermetallic compounds from first principles calculations: a search for the ideal plasmonic material ». In : *Journal of Physics: Condensed Matter* 21.14 (2009), p. 144211 (cf. p. 91).
- BOBB, DA et al. « Engineering of low-loss metal for nanoplasmonic and metamaterials applications ». In : *Applied Physics Letters* 95.15 (2009), p. 151102 (cf. p. 91).
- BOLTASSEVA, Alexandra et al. « Low-loss plasmonic metamaterials ». In : *Science* 331.6015 (2011), p. 290–291 (cf. p. 91).
- BORISKINA, Svetlana V et al. « Roadmap on optical energy conversion ». In : *Journal of Optics* 18.7 (2016), p. 073004 (cf. p. 25).
- BOUCHON, Patrick. « Ingénierie d'indice optique à base de nanostructures métalliques ». Thèse de doct. Ecole Polytechnique, 2011 (cf. p. 73).
- BOUCHON, Patrick et al. *Dispositif et procédé de codage optique d'une image*. brevet FR 15.57021, PCT/EP2016/065877. 2015 (cf. p. 70).

- BOUCHON, Patrick et al. « Fast modal method for subwavelength gratings based on B-spline formulation ». In : *Journal of the Optical Society of America A* 27.4 (2010), p. 696–702 (cf. p. 73, 95, 107, 127).
- BOUCHON, Patrick et al. « Wideband omnidirectional infrared absorber with a patchwork of plasmonic nanoantennas ». In : *Optics Letters* 37.6 (2012), p. 1038–1040 (cf. p. 49, 50, 52).
- CARMINATI, Rémi et al. « Near-field effects in spatial coherence of thermal sources ». In : *Physical Review Letters* 82.8 (1999), p. 1660 (cf. p. 19).
- CATTONI, Andrea et al. « $\lambda/1000$ plasmonic nanocavities for biosensing fabricated by soft UV nanoimprint lithography ». In : *Nano Letters* 11.9 (2011), p. 3557–3563 (cf. p. 132).
- CHASTANET, D et al. « Surface emitting thermally assisted polaritonic light-emitting device ». In : *Applied Physics Letters* 110.8 (2017), p. 081108 (cf. p. 132).
- CHENG, Cheng-Wen et al. « Wide-angle polarization independent infrared broadband absorbers based on metallic multi-sized disk arrays ». In : *Optics Express* 20.9 (2012), p. 10376–10381 (cf. p. 52).
- CHEVALIER, Paul. « Hyperfocalisation de la lumière par structuration sub-longueur d’onde ». Thèse de doct. Ecole Polytechnique, 2015 (cf. p. 66).
- COLLIN, Stéphane et al. « Waveguiding in nanoscale metallic apertures ». In : *Optics Express* 15.7 (2007), p. 4310–4320 (cf. p. 30, 99).
- COSTANTINI, D et al. « Plasmonic metasurface for directional and frequency-selective thermal emission ». In : *Physical Review Applied* 4.1 (2015), p. 014023 (cf. p. 23).
- CUI, Yanxia et al. « A thin film broadband absorber based on multi-sized nanoantennas ». In : *Applied Physics Letters* 99.25 (2011), p. 253101 (cf. p. 52).
- CUI, Yanxia et al. « Ultrabroadband light absorption by a sawtooth anisotropic metamaterial slab ». In : *Nano Letters* 12.3 (2012), p. 1443–1447 (cf. p. 22, 29).
- DEBENHAM, Mary. « Refractive indices of zinc sulfide in the 0.405–13- μm wavelength range ». In : *Applied Optics* 23.14 (1984), p. 2238–2239 (cf. p. 86).
- DING, Y et al. « Doubly resonant single-layer bandpass optical filters ». In : *Optics Letters* 29.10 (2004), p. 1135–1137 (cf. p. 110).
- FABRY, Charles et al. « Théorie et applications d’une nouvelle méthode de spectroscopie interférentielle ». In : *Ann. Chim. Phys.* 16.7 (1899), p. 115 (cf. p. 71).
- FAIST, Jerome et al. « Quantum cascade laser ». In : *Science* 264.5158 (1994), p. 553–556 (cf. p. 18).
- FANG, Nicholas et al. « Sub-diffraction-limited optical imaging with a silver superlens ». In : *Science* 308.5721 (2005), p. 534–537 (cf. p. 21).
- FEHREMBACH, Anne-Laure et al. « Experimental demonstration of a narrowband, angular tolerant, polarization independent, doubly periodic resonant grating filter ». In : *Optics Letters* 32.15 (2007), p. 2269–2271 (cf. p. 105).
- FEHREMBACH, Anne-Laure et al. « Phenomenological theory of filtering by resonant dielectric gratings ». In : *Journal of the Optical Society of America A* 19.6 (2002), p. 1136–1144 (cf. p. 105).
- GREFFET, Jean-Jacques et al. « Coherent emission of light by thermal sources ». In : *Nature* 416.6876 (2002), p. 61–64 (cf. p. 13, 20).

- GRIFFITHS, Peter R et al. *Fourier transform infrared spectrometry*. T. 171. John Wiley & Sons, 2007 (cf. p. 41).
- GRIGORENKO, AN et al. « Graphene plasmonics ». In : *Nature Photonics* 6.11 (2012), p. 749–758 (cf. p. 92).
- HADLEY, Laurence N et al. « Reflection and transmission interference filters Part I. Theory ». In : *Journal of the Optical Society of America* 37.6 (1947), p. 451–465 (cf. p. 72).
- HAO, Jiaming et al. « High performance optical absorber based on a plasmonic metamaterial ». In : *Applied Physics Letters* 96.25 (2010), p. 251104 (cf. p. 23, 30).
- HAO, Jiaming et al. « Nearly total absorption of light and heat generation by plasmonic metamaterials ». In : *Physical Review B* 83.16 (2011), p. 165107 (cf. p. 22, 30).
- HENKEL, Carsten et al. « Spatial coherence of thermal near fields ». In : *Optics Communications* 186.1 (2000), p. 57–67 (cf. p. 19).
- HÉRON, Sébastien. « Nanostructures pour l'exaltation d'effets non linéaires ». Thèse de doct. Université Paris Saclay, 2016 (cf. p. 79).
- HERSCHEL, William. « Experiments on the refrangibility of the invisible rays of the sun. by william herschel, ll. dfrs ». In : *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* (1800), p. 284–292 (cf. p. 16).
- « Investigation of the Powers of the Prismatic Colours to Heat and Illuminate Objects; With Remarks, That Prove the Different Refrangibility of Radiant Heat. To Which is Added, an Inquiry into the Method of Viewing the Sun Advantageously, with Telescopes of Large Apertures and High Magnifying Powers. By William Herschel, LL. DFRS ». In : *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* 90 (1800), p. 255–283 (cf. p. 16).
- HOFFMAN, Anthony J et al. « Negative refraction in semiconductor metamaterials ». In : *Nature Materials* 6.12 (2007), p. 946–950 (cf. p. 92).
- HUANG, Li et al. « Experimental demonstration of terahertz metamaterial absorbers with a broad and flat high absorption band ». In : *Optics Letters* 37.2 (2012), p. 154–156 (cf. p. 22).
- HUGONIN, Jean-Paul et al. « Reticolo software for grating analysis ». In : *Institut d'Optique, Palaiseau, France* (2005) (cf. p. 32).
- INOUE, Daisuke et al. « Polarization independent visible color filter comprising an aluminum film with surface-plasmon enhanced transmission through a subwavelength array of holes ». In : *Applied Physics Letters* 98.9 (2011), p. 093113 (cf. p. 132).
- INOUE, Takuya et al. « Design of single-mode narrow-bandwidth thermal emitters for enhanced infrared light sources ». In : *Journal of the Optical Society of America B* 30.1 (2013), p. 165–172 (cf. p. 20).
- INOUE, Takuya et al. « Filter-free nondispersive infrared sensing using narrow-bandwidth mid-infrared thermal emitters ». In : *Applied Physics Express* 7.1 (2013), p. 012103 (cf. p. 24).
- « On-chip integration and high-speed switching of multi-wavelength narrowband thermal emitters ». In : *Applied Physics Letters* 108.9 (2016), p. 091101 (cf. p. 24).
- « Realization of narrowband thermal emission with optical nanostructures ». In : *Optica* 2.1 (2015), p. 27–35 (cf. p. 21).

- JIANG, Zhi Hao et al. « Conformal dual-band near-perfectly absorbing mid-infrared metamaterial coating ». In : *ACS Nano* 5.6 (2011), p. 4641–4647 (cf. p. 22, 29).
- JOUY, Pierre et al. « Coupling of a surface plasmon with localized subwavelength microcavity modes ». In : *Applied Physics Letters* 98.2 (2011), p. 021105 (cf. p. 35).
- KAZARINOV, R. « Possibility of amplification of electromagnetic waves in a semiconductor with superlattice ». In : *Sov. Phys.-Semicond.* 5.4 (1971), p. 707–709 (cf. p. 18).
- KELVIN, Lord. « I. Nineteenth century clouds over the dynamical theory of heat and light ». In : *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 2.7 (1901), p. 1–40 (cf. p. 7).
- KHURGIN, Jacob B. « How to deal with the loss in plasmonics and metamaterials ». In : *Nature Nanotechnology* 10.1 (2015), p. 2–6 (cf. p. 91).
- KHURGIN, Jacob B et al. « Reflecting upon the losses in plasmonics and metamaterials ». In : *MRS Bulletin* 37.08 (2012), p. 768–779 (cf. p. 91).
- KIRCHHOFF, Gustav. « I. On the relation between the radiating and absorbing powers of different bodies for light and heat ». In : *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 20.130 (1860), p. 1–21 (cf. p. 8, 12).
- KLEIN, Claude A. « Room-temperature dispersion equations for cubic zinc sulfide ». In : *Applied Optics* 25.12 (1986), p. 1873–1875 (cf. p. 86).
- KOECHLIN, Charlie et al. « Analytical description of subwavelength plasmonic MIM resonators and of their combination ». In : *Optics Express* 21.6 (2013), p. 7025–7032 (cf. p. 23, 30, 52).
- KOECHLIN, Charlie et al. « Total routing and absorption of photons in dual color plasmonic antennas ». In : *Applied Physics Letters* 99.24 (2011), p. 241104 (cf. p. 49, 52).
- LANDY, NI et al. « Perfect metamaterial absorber ». In : *Physical Review Letters* 100.20 (2008), p. 207402 (cf. p. 22).
- LAROCHE, M et al. « Coherent thermal antenna using a photonic crystal slab ». In : *Physical Review Letters* 96.12 (2006), p. 123903 (cf. p. 20).
- LAROCHE, M et al. « Highly directional radiation generated by a tungsten thermal source ». In : *Optics Letters* 30.19 (2005), p. 2623–2625 (cf. p. 20).
- LENERT, Andrej et al. « A nanophotonic solar thermophotovoltaic device ». In : *Nature Nanotechnology* 9.2 (2014), p. 126–130 (cf. p. 25).
- LÉVÊQUE, Gaëtan et al. « Tunable composite nanoparticle for plasmonics ». In : *Optics Letters* 31.18 (2006), p. 2750–2752 (cf. p. 23, 30).
- LÉVESQUE, Quentin. « Conception de micro-optiques par structuration sub-longueur d’onde ». Thèse de doct. Palaiseau, Ecole polytechnique, 2014 (cf. p. 55).
- LÉVESQUE, Quentin et al. « Plasmonic planar antenna for wideband and efficient linear polarization conversion ». In : *Applied Physics Letters* 104.11 (2014), p. 111105 (cf. p. 125).
- LIN, Shawn-Yu et al. « Three-dimensional photonic-crystal emitter for thermal photovoltaic power generation ». In : *Applied Physics Letters* 83.2 (2003), p. 380–382 (cf. p. 20).
- LINSTROM, Peter J et al. « NIST Chemistry WebBook; NIST standard reference database No. 69 ». In : (2001).
- LIU, Xianliang et al. « Infrared spatial and frequency selective metamaterial with near-unity absorbance ». In : *Physical Review Letters* 104.20 (2010), p. 207403 (cf. p. 22, 29).

- LIU, Xianliang et al. « Taming the blackbody with infrared metamaterials as selective thermal emitters ». In : *Physical Review Letters* 107.4 (2011), p. 045901 (cf. p. 30, 52).
- MAGNUSSON, R et al. « New principle for optical filters ». In : *Applied Physics Letters* 61.9 (1992), p. 1022–1024 (cf. p. 105).
- MAKHSIYAN, Mathilde. « An IR emitter patterned at the nanoscale ». In : *SPIE Newsroom* (2016), pages–1 (cf. p. 70).
- MAKHSIYAN, Mathilde et al. « Shaping the spatial and spectral emissivity at the diffraction limit ». In : *Applied Physics Letters* 107.25 (2015), p. 251103 (cf. p. 70).
- MALITSON, IH. « Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica* ». In : *Journal of the Optical Society of America* 55.10 (1965), p. 1205–1209 (cf. p. 42, 123).
- MARQUIER, François et al. « Coherent spontaneous emission of light by thermal sources ». In : *Physical Review B* 69.15 (2004), p. 155412 (cf. p. 20).
- MARQUIER, François et al. « Resonant transmission through a metallic film due to coupled modes ». In : *Optics Express* 13.1 (2005), p. 70–76 (cf. p. 35).
- MASON, JA et al. « Strong absorption and selective thermal emission from a midinfrared metamaterial ». In : *Applied Physics Letters* 98.24 (2011), p. 241105 (cf. p. 23, 30).
- MATTIUCCI, N et al. « Taming the thermal emissivity of metals: A metamaterial approach ». In : *Applied Physics Letters* 100.20 (2012), p. 201109 (cf. p. 22, 29).
- MIYAZAKI, HT et al. « Dual-band infrared metasurface thermal emitter for CO₂ sensing ». In : *Applied Physics Letters* 105.12 (2014), p. 121107 (cf. p. 24).
- MOLESKY, Sean et al. « High temperature epsilon-near-zero and epsilon-near-pole metamaterial emitters for thermophotovoltaics ». In : *Optics Express* 21.101 (2013), A96–A110 (cf. p. 25).
- NEFZAOU, Elyes et al. « Selective emitters design and optimization for thermophotovoltaic applications ». In : *Journal of Applied Physics* 111.8 (2012), p. 084316 (cf. p. 25).
- NGA CHEN, Yuk et al. « Antenna-coupled microcavities for enhanced infrared photo-detection ». In : *Applied Physics Letters* 104.3 (2014), p. 031113 (cf. p. 132).
- PALIK, ED. « Handbook of optical properties of solids ». In : *Academic, Orlando* (1985) (cf. p. 32).
- PENDRY, JB. « Negative refraction makes a perfect lens ». In : *Physical Review Letters* 85.18 (2000), p. 3966 (cf. p. 21).
- PENDRY, JB et al. « Controlling electromagnetic fields ». In : *Science* 312.5781 (2006), p. 1780–1782 (cf. p. 21).
- PENDRY, JB et al. « Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures ». In : *Physical Review Letters* 76.25 (1996), p. 4773 (cf. p. 21).
- PENDRY, JB et al. « Low frequency plasmons in thin-wire structures ». In : *Journal of Physics: Condensed Matter* 10.22 (1998), p. 4785 (cf. p. 21, 29).
- « Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena ». In : *IEEE transactions on microwave theory and techniques* 47.11 (1999), p. 2075–2084 (cf. p. 21).
- PEROT, A et al. « On the application of interference phenomena to the solution of various problems of spectroscopy and metrology ». In : *The Astrophysical Journal* 9 (1899), p. 87 (cf. p. 71).

- PLANCK, Max. « Ueber das gesetz der energieverteilung im normalspectrum ». In : *Annalen der physik* 309.3 (1901), p. 553–563 (cf. p. 9).
- PORTO, JA et al. « Transmission resonances on metallic gratings with very narrow slits ». In : *Physical Review Letters* 83.14 (1999), p. 2845 (cf. p. 132).
- PRALLE, MU et al. « Photonic crystal enhanced narrow-band infrared emitters ». In : *Applied Physics Letters* 81.25 (2002), p. 4685–4687 (cf. p. 20).
- PUSCASU, I et al. « Narrow-band, tunable infrared emission from arrays of microstrip patches ». In : *Applied Physics Letters* 92.23 (2008), p. 233102 (cf. p. 23, 30).
- ROBERTS, Alexander S et al. « Near-infrared tailored thermal emission from wafer-scale continuous-film resonators ». In : *Optics Express* 23.19 (2015), A1111–A1119 (cf. p. 72).
- SAKAT, Emilie et al. « Free-standing guided-mode resonance band-pass filters: from 1D to 2D structures ». In : *Optics Express* 20.12 (2012), p. 13082–13090 (cf. p. 105, 111, 124).
- SAKAT, Emilie et al. « Guided mode resonance in subwavelength metallodielectric free-standing grating for bandpass filtering ». In : *Optics Letters* 36.16 (2011), p. 3054–3056 (cf. p. 105, 125, 132).
- SAKAT, Emilie et al. « Metal–dielectric bi-atomic structure for angular-tolerant spectral filtering ». In : *Optics Letters* 38.4 (2013), p. 425–427 (cf. p. 110, 125).
- SENTENAC, Anne et al. « Angular tolerant resonant grating filters under oblique incidence ». In : *Journal of the Optical Society of America A* 22.3 (2005), p. 475–480 (cf. p. 110).
- SHALAEV, Vladimir M et al. « Negative index of refraction in optical metamaterials ». In : *Optics Letters* 30.24 (2005), p. 3356–3358 (cf. p. 22).
- SHARON, A et al. « Resonant grating–waveguide structures for visible and near-infrared radiation ». In : *Journal of the Optical Society of America A* 14.11 (1997), p. 2985–2993 (cf. p. 105).
- SHCHEGROV, Andrei V et al. « Near-field spectral effects due to electromagnetic surface excitations ». In : *Physical Review Letters* 85.7 (2000), p. 1548 (cf. p. 19).
- SHELBY, Richard A et al. « Experimental verification of a negative index of refraction ». In : *Science* 292.5514 (2001), p. 77–79 (cf. p. 21, 29).
- SHU, Shiwei et al. « Triple-layer Fabry-Perot absorber with near-perfect absorption in visible and near-infrared regime ». In : *Optics Express* 21.21 (2013), p. 25307–25315 (cf. p. 72).
- SIRTORI, Carlo et al. « Wave engineering with THz quantum cascade lasers ». In : *Nature Photonics* 7.9 (2013), p. 691–701 (cf. p. 132).
- SMITH, David R et al. « Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity ». In : *Physical Review Letters* 84.18 (2000), p. 4184 (cf. p. 21).
- SOUKOULIS, Costas M et al. « Negative refractive index at optical wavelengths ». In : *Science* 315.5808 (2007), p. 47–49 (cf. p. 22).
- TAO, Hu et al. « A dual band terahertz metamaterial absorber ». In : *Journal of Physics D: Applied Physics* 43.22 (2010), p. 225102 (cf. p. 22).
- TARDIEU, Clément. « Etude de structures sublongueur d’onde filtrantes, application à la spectroscopie d’absorption infrarouge ». Thèse de doct. Université Paris-Saclay, 2016 (cf. p. 85).
- TEPERIK, Tatiana V et al. « Omnidirectional absorption in nanostructured metal surfaces ». In : *Nature Photonics* 2.5 (2008), p. 299–301 (cf. p. 22, 29).

- TUAMBILANGANA, Christelle et al. « Two-mode model for metal-dielectric guided-mode resonance filters ». In : *Optics Express* 23.25 (2015), p. 31672–31681 (cf. p. 105).
- VAKIL, Ashkan et al. « Transformation optics using graphene ». In : *Science* 332.6035 (2011), p. 1291–1294 (cf. p. 92).
- VESELAGO, Viktor G. « The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ ». In : *Soviet Physics Uspekhi* 10.4 (1968), p. 509 (cf. p. 21).
- WANG, LP et al. « Direct measurement of thermal emission from a Fabry–Perot cavity resonator ». In : *Journal of Heat Transfer* 134.7 (2012), p. 072701 (cf. p. 72).
- WANG, LP et al. « Spatial and temporal coherence of thermal radiation in asymmetric Fabry–Perot resonance cavities ». In : *International Journal of Heat and Mass Transfer* 52.13 (2009), p. 3024–3031 (cf. p. 72).
- WANG, SS et al. « Guided-mode resonances in planar dielectric-layer diffraction gratings ». In : *Journal of the Optical Society of America A* 7.8 (1990), p. 1470–1474 (cf. p. 92, 105).
- WANG, SS et al. « Theory and applications of guided-mode resonance filters ». In : *Applied Optics* 32.14 (1993), p. 2606–2613 (cf. p. 105).
- WEST, Paul R et al. « Searching for better plasmonic materials ». In : *Laser & Photonics Reviews* 4.6 (2010), p. 795–808 (cf. p. 91).
- WU, Mount-Learn et al. « Authentication labels based on guided-mode resonant filters ». In : *Optics Letters* 32.12 (2007), p. 1614–1616 (cf. p. 110).
- WU, Yanwen et al. « Intrinsic optical properties and enhanced plasmonic response of epitaxial silver ». In : *Advanced Materials* 26.35 (2014), p. 6106–6110 (cf. p. 86, 91).
- YABLONOVITCH, Eli. « Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics ». In : *Physical Review Letters* 58.20 (1987), p. 2059 (cf. p. 20).
- YAN, Min. « Metal–insulator–metal light absorber: a continuous structure ». In : *Journal of Optics* 15.2 (2013), p. 025006 (cf. p. 72).
- ZHANG, Shuang et al. « Experimental demonstration of near-infrared negative-index metamaterials ». In : *Physical Review Letters* 95.13 (2005), p. 137404 (cf. p. 22).
- ZHAO, Ding et al. « Ultra-narrow-band light dissipation by a stack of lamellar silver and alumina ». In : *Applied Physics Letters* 104.22 (2014), p. 221107 (cf. p. 72).

Titre : Nano-émetteurs thermiques multi-spectraux

Mots clefs : Nanophotonique, Emission thermique, Métamatériaux

Résumé : Les sources infrarouges sont indispensables à la détection locale de gaz dans de nombreux domaines, que ce soit pour l'environnement (détection de polluants et gaz à effets de serre) ou la défense (détection de menaces biologiques et chimiques). Elles sont également nécessaires en tant que mires de calibration pour le développement de caméras multispectrales infrarouges. Pour toutes ces applications, il est nécessaire de disposer de sources performantes, capables d'émettre un rayonnement spécifique dans une direction donnée. L'objectif de cette thèse est de concevoir des sources thermiques infrarouges compactes et à coût modéré, à spectre accordable et à pertes réduites, pouvant être juxtaposées dans un même dispositif. Pour cela, ces travaux s'organisent autour de deux axes. Le premier concerne l'étude de nouveaux matériaux nanostructurés résonants, appelés métamatériaux

ou métasurfaces selon les directions de la structuration, permettant de contrôler l'émissivité spectrale et spatiale afin de maîtriser la réponse spectrale en tout point. Cette étude repose à la fois sur des simulations numériques et sur des mesures expérimentales et démontre le potentiel de ces résonateurs pour la conception de sources thermiques accordables. Cependant, ces matériaux étant composés de métal, ils présentent des pertes par absorption dans l'infrarouge qui limitent leurs performances. Le deuxième axe de recherche est alors de gérer les pertes liées à l'utilisation de métaux grâce à une ingénierie des champs dans des métamatériaux, menant à des émissions spectralement très fines. Les résultats obtenus sur ce contrôle des pertes ouvrent de nombreuses perspectives pour tout le domaine des métamatériaux.

Title : Multispectral thermal nano-emitters

Keywords : Nanophotonics, Thermal emission, Metamaterials

Abstract : Infrared sources are essential for local gas detection for civil applications (detection of pollutant and greenhouse gas) or military applications (detection of chemical and biological threats). They are also used as calibration targets for the development of multispectral infrared cameras. For these applications, the sources must be efficient and able to emit a specific light in a given direction. The aim of this thesis is to develop infrared thermal emitters with the following features: low cost with a compact volume, with a tunable spectral response and low losses, able to be juxtaposed on the same device. This work begins with the study of new resonant nanostructured materials, called me-

tamaterials or metasurfaces according to the direction of the structuration, that spectrally and spatially control the emitted light up to the wavelength scale. This study relies on numerical simulations and experimental measurements and demonstrates the potential of these resonators as tunable thermal sources. However, due to the use of metals in these materials, their performance is limited by metal losses. The second study of this work is then to deal with these losses thanks to a field engineering in metamaterials, leading to very narrow spectral responses. The results on this loss control open up promising breakthroughs in the plasmonic and metamaterials field.