



Structures métal-diélectriques à résonance de mode guidé et applications au filtrage et à l'imagerie infrarouge

Emilie Sakat

► To cite this version:

Emilie Sakat. Structures métal-diélectriques à résonance de mode guidé et applications au filtrage et à l'imagerie infrarouge. Optique / photonique. Ecole Polytechnique X, 2013. Français. NNT : . pastel-00840623

HAL Id: pastel-00840623

<https://pastel.hal.science/pastel-00840623>

Submitted on 2 Jul 2013

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

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

Structures métal-diélectriques à résonance de mode guidé et applications au filtrage et à l'imagerie infrarouge

THÈSE

présentée et soutenue publiquement le 17 Juin 2013

pour l'obtention du

Diplôme de Docteur de l'École Polytechnique
Spécialité Physique

par

Emilie SAKAT

Composition du jury

<i>Président :</i>	M. Jean-Jacques GREFFET
<i>Rapporteurs :</i>	Mme. Anne SENTENAC M. Gilles LERONDEL
<i>Examineurs :</i>	M. Philippe ADAM M. Oscar D'ALMEIDA
<i>Directeurs de Thèse :</i>	M. Jean-Luc PELOUARD M. Riad HAÏDAR
<i>Encadrant :</i>	M. Grégory VINCENT

Remerciements

VOILÀ LE TEMPS DES REMERCIEMENTS qui permet de conclure une aventure scientifique et humaine de 3 ans. La thèse en plus d'être un travail scientifique est une première expérience dans le monde professionnel. C'est la raison pour laquelle elle est aussi enrichissante tant sur le plan personnel que professionnel. Je voudrais par conséquent remercier toutes les personnes qui m'ont aidée et accompagnée au cours de ce parcours.

Je voudrais commencer par remercier toutes les personnes qui m'ont conduite jusqu'à cette thèse et qui m'ont donnée envie de faire de la recherche. C'est Michaël Canva, lors de mon TIPE de classe préparatoire, qui m'a fait découvrir pour la première fois les plasmons de surface. Il faut croire que j'ai trouvé ce sujet passionnant puisque j'ai ré-itéré l'exercice en partant 6 mois à Sherbrooke pour travailler sur les biocapteurs à plasmons de surface puis en choisissant mon sujet de thèse dans ce domaine. Je le remercie donc de m'avoir mise sur cette voie. Je voudrais également remercier mes professeurs de l'école Centrale qui se sont fortement impliqués pour m'orienter vers les différents laboratoires. Merci notamment à Yves Robach, Magali Phaner, Jean-Pierre Cloarec et Philippe Michel. Comment ne pas remercier ensuite Paul Charette et Vincent Chabot, qui se sont occupés de mon encadrement lors de mon stage à Sherbrooke dans la belle Province? Je garde un souvenir exceptionnel de mon expérience chez vous. Vos méthodes de travail et la bonne ambiance qui régnait dans le laboratoire restent un vrai modèle pour moi. Pour finir, je remercie toutes les personnes qui m'ont ensuite aidée et soutenue lors de mon passage au CEA : merci notamment à Daniel Farcage, Céline Sortais, Nadège Caron et à tous les stagiaires et doctorants (merci notamment à Cécile, co-bureau d'exception : ta recette magique de gâteau au chocolat a servi pour mon pot de thèse et à bien d'autres occasions d'ailleurs, merci encore!). Enfin je remercie vivement Jean-Claude Fontanella et Jérôme Primot de m'avoir aiguillée jusqu'au consortium Onera-LPN où j'ai finalement effectué ma thèse.

J'adresse maintenant mes remerciements à toutes les personnes qui m'ont permis de faire cette thèse. Merci à ma hiérarchie à l'Onera et notamment à Patricia Cymbalista, de m'avoir donnée les moyens matériels de réaliser cette thèse. Merci également aux secrétaires du DOTA et notamment à Brigitte Commelin et Valérie Delrue pour leur gentillesse et l'aide qu'elles m'ont fournie pour l'impression de ce manuscrit. Je remercie aussi la DGA d'avoir financé en partie cette thèse. Et enfin, je remercie tous les membres de mon jury pour leur questions et remarques le jour de ma soutenance; merci notamment à Anne Sentenac et Gilles Lérondel d'avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse.

Je voudrais ensuite remercier Grégory Vincent, Stéphane Collin, Riad Haïdar et Jean-Luc Pelouard d'avoir encadré et dirigé ma thèse. Merci à Grégory d'avoir proposé mon sujet et de m'en avoir donné les bases. Merci à Stéphane pour sa rigueur et sa relecture toujours très attentive de mes articles. Je remercie également Riad pour son enthousiasme et sa grande efficacité. Enfin, je remercie Jean-Luc d'avoir toujours su être présent au moment opportun pour faire rebondir ma thèse et l'enrichir scientifiquement. Je te remercie également Jean-Luc pour le soutien et la confiance que tu m'as accordés. Dans la foulée, je voudrais également remercier Fabrice Pardo, qui n'a pas fait officiellement partie de cette équipe d'encadrement, mais qui a tout de même fortement contribué à ce travail : la partie « Méthode 4 couleurs » de ce manuscrit en particulier lui doit tout. Ta passion pour la recherche Fabrice et ton envie de faire partager tes connaissances sont communicatives et c'est sans doute la raison pour laquelle j'ai autant apprécié le travail que nous avons pu faire ensemble. J'ajouterai également de chaleureux remerciements à Patrick Bouchon, qui a été un soutien plus qu'essentiel dans ce travail de thèse. D'abord, je tiens à le dire : BMMNT. Merci de toutes les idées que tu m'as données et de tout le support que tu m'as fourni avec Matlab et BMM. Mais surtout je voudrais te communiquer en quelques mots, ce qui n'est pas facile, toute ma reconnaissance pour l'écoute et le soutien que tu m'as accordés. Ton humour légendaire (je n'ai trouvé, jusqu'à aujourd'hui, personne pour te détrôner de ton titre du roi de la Bisque, mais il paraît qu'Eusèbe sera formé à bonne école) participe à l'ambiance très sympathique de la salle café du J3, source d'énergie pour les nombreux thésards dont je faisais partie. Au fait quand est-ce que tu fais un pot ?

Je ne peux ensuite qu'adresser mes sincères remerciements à l'ensemble des ingénieurs salle blanche du LPN. Merci d'abord à Christophe et Nathalie pour votre grande disponibilité et l'aide que vous m'avez toujours accordée en grande simplicité. Merci Christophe de t'être exposé les yeux à regarder mes nombreux échantillons avec le Magellan et merci à Nathalie pour les nombreux coups de scie et conseils sur la lithographie électronique. Dans la même veine, je remercie chaleureusement Edmond Cambriel : l'élaboration du procédé sur substrat de saphir n'aurait pas été possible sans tes précieux conseils en lithographie électronique. Merci aussi à Stéphane Guilet pour les procédés RIE et IBE que tu m'as mis au point avec l'efficacité qui te caractérise; mais merci également pour tes enseignements en art d'étranglements, coups de pieds et autres prises diverses et variées aux noms compliqués que j'ai déjà oubliés. Tes entraînements étaient un réel plaisir, sauf pour ma pauvre épaule... Je voudrais ensuite remercier Christophe Roblin pour les nombreux alignements face avant face arrière que tu m'as fait (je sais que tu trouves ça trop long comme nom, mais je ne me souviens jamais ce qu'il faut dire!); merci notamment pour les deux longues après-

midis passées à essayer d'aligner ma matrice sur le porte-échantillon : je l'avoue c'était très « relou » et je te remercie de ta grande patience sur ce coup-là. Enfin merci à toi Luc, pour nos discussions diverses et variées. Et merci à tous les autres également : Xavier Lafosse, David Chouteau, Christian Ulysse, Laurent Couraud et Laurence Ferlazzo.

Concernant les permanents de l'Onera, j'adresse d'abord mes remerciements à Julien Jaeck et Sylvain Rommeluère pour l'aide précieuse dans la réalisation des expériences avec la caméra MULTICAM. Merci également à Alain Kattnig et Sidonie Lefebvre pour toutes les explications et codes fournis concernant les méthodes d'inversion. Merci à Patrice Pérez de m'avoir formée au logiciel raie par raie. Merci à Alexandre Dobroc, Nicolas Cézard et Jean-Pierre Faleni pour le prêt de la cuve CO₂ et l'aide au remplissage. Et bien sûr, merci aux personnes du DEFA et notamment à Charles Eradès, Dominique Lambert et Franck Cauty qui m'ont aidée à utiliser MULTICAM pour de l'imagerie de propergol solide en flamme. Merci à Joël, Jérôme et Nicolas pour les conseils en Graal. Et merci également à Julien Le Gouët pour nos nombreuses discussions dans la navette toujours très enrichissantes même quand on n'est pas d'accord.

J'adresse ensuite mes sincères remerciements à Sébastien Héron que j'ai eu la chance d'encadrer lors de son stage de deuxième année à l'IOGS. Cette expérience a sans doute été la plus belle expérience humaine de ma thèse. Merci Sébastien pour ton indulgence à mon égard quand je ne savais pas répondre à tes questions (au secours mais comment ça marche une fonction de Green ??) et pour ton enthousiasme. Le travail autour de la structure bi-atome te doit beaucoup. Merci également pour les planches glissées à l'improviste au fil de tes présentations Graal...elles nous ont fait bien rire !

Je voudrais ensuite remercier Christelle, ma *bff officielle* du laboratoire, et Charlie qui ont été pour moi, tout comme Patrick, bien plus que des collègues : votre amitié a été un support essentiel au cours de ces trois ans. Merci Christelle de m'avoir fait connaître cette magnifique ville de Cherbourg (seule ville de France présentant une couverture nuageuse le WE du 19/08/2012...mais c'est vrai que sinon les moules et les huîtres sont super bonnes !). Merci également pour toutes les soirées qui, avec toi, ne manquent jamais d'être bien arrosées et pour toutes nos discussions : tu as été quasiment l'unique soutien féminin lors de cette thèse au sein du J3, soutien donc plus qu'essentiel ! Merci Charlie d'avoir fait des gâteaux pour mon pot alors que la cuisine de ton nouvel appartement n'était même pas encore finie... mais surtout merci pour toutes nos discussions et soirées « jeu » : tu es peut-être le roi de la diplomatie, mais il va falloir que tu lâches tes valeurs de bienséances si tu veux un jour nous égaler au Risk. Au passage, merci à Mathilde de faire front avec moi quand tu essaies de te faire passer pour un gros macho ! J'en profite pour remercier Sylvain Maine, qui a partagé notre bureau au LPN avec Charlie : merci à vous 2 de m'avoir sauvée la vie un jour avec une simple tartine de Nutella et d'avoir participé aux recherches mouvementées de mon disque dur ! Dear Benjamin, merci à toi aussi et bravo car tu as réussi à me supporter pendant trois ans dans ton bureau à l'Onera, ce qui n'est pas peu faire. Bon courage pour la fin de ta thèse ! Merci également à Quentin, bourreau des cœurs du J3, pour ta bienveillance constante et le magnifique week-end au Puy du Fou de l'an dernier : les photos de Pedro et BenJ en bouffon du roi immortalisent ce moment inoubliable. Merci également à eux 2.

Pour finir, je voudrais remercier Petru Ghenuche de l'aide minutieuse que tu m'as tou-

jours apportée pour les caractérisations au FTIR de mes échantillons et Nicolas Pere-Laperne pour le magnifique voyage à San Francisco : it was great ! Je remercie également tous les autres stagiaires, thésards et post-doctorants avec qui j'ai passé de bons moments : Paulo, Mathilde, Clément, Inès, Nicolas, Ha, l'autre Clément, William, Martin, Florian, Andrea, Emilie, Gulnar, Ngoc...

Enfin, je souhaiterais remercier mes proches avec toute l'affection que je leur porte. Merci à mes amis et en particulier à Anne-Claire et Lola, meilleures amies de tous les temps. O combien la vie serait dure sans vous les filles ! Je souhaite ensuite remercier ma famille à commencer par mes frères. Mais je dois surtout remercier mes parents ; je sais tout ce que ce travail représente pour vous. Et je veux que vous sachiez que sans votre accompagnement et votre soutien indéfectible tout au long de ma vie, rien de tout cela n'aurait été possible. Ce travail est aussi le vôtre et je dirai même que c'est vous qui avez fait le plus dur car vos efforts ont permis de me mettre dans les bonnes conditions pour arriver jusque là. Je sais que vous êtes fiers, mais soyez-le avant tout de vous-même ! Je poursuivrai en remerciant Luca d'avoir partagé ma vie tout au long de cette thèse. Merci d'avoir été présent dans les bons et les moins bons moments. Je sais à quel point tu as dû être désemparé parfois et comme tu t'en es voulu de ne pas pouvoir faire plus. Mais sans cette grande générosité qui te caractérise, ta force (et là désolée mais je ne parle pas de tes biceps) et tout le soutien que tu m'as apportés, je n'aurais sans doute pas tenu bon jusqu'au bout. Maintenant, il s'agit pour nous de trouver à Paris, à Grenoble, aux Etats-Unis, à Amsterdam, en Italie ou ailleurs un petit coin où se poser avec si possible, cette fois, une chambre, une cuisine, un bureau et un salon séparés !

Table des matières

Remerciements	i
Introduction	1
I Introduction au filtrage spectral pour l'imagerie multispectrale infrarouge	5
1 Acquisition de données dans l'infrarouge	7
1.1 L'infrarouge	7
1.1.1 Loi de Planck	8
1.1.2 Transmission de l'atmosphère	9
1.1.3 Détection infrarouge	10
1.2 Imagerie multispectrale dans l'infrarouge	11
1.2.1 Intérêts des spectro-imageurs temps-réel	11
1.2.2 Filtres pour le spectro-imageur MULTICAM	16
1.3 Conclusion	17
2 Filtres spectraux dans l'infrarouge	19
2.1 Filtres à base de matériaux biréfringents ou cristaux liquides	19
2.1.1 Filtres de Lyot	19
2.1.2 Filtres accordables à base de cristaux liquides	21
2.1.3 Filtres accordables par voie acousto-optique	22
2.2 Filtres Fabry-Perot ou à base de réseau de Bragg	23
2.3 Filtres à base de réseaux métalliques : transmission extraordinaire	25
2.3.1 Résonance plasmonique horizontale	26
2.3.2 Résonance plasmonique verticale	28

2.3.3	Synthèse sur l'origine de la transmission extraordinaire	29
2.3.4	Mise en évidence expérimentale	29
2.4	Filtres à base de résonance de mode guidé	31
2.5	Conclusion : le choix des filtres GMR	34
II	Filtres à résonance de mode guidé métal-diélectrique	37
3	Filtres à résonance de mode guidé métal-diélectriques	39
3.1	Mécanisme de transmission et propriétés du filtre passe-bande	40
3.1.1	Mécanisme de transmission et conception du filtre	40
3.1.2	Résonance de Fano	43
3.1.3	Accordabilité du pic de résonance	44
3.1.4	Conclusion	46
3.2	Détermination exacte des modes propres d'une structure avec pertes	47
3.2.1	Détermination exacte du nombre de racines	49
3.2.2	Théorème de Newton : recherche numérique des solutions	55
3.2.3	Conclusion	57
3.3	Méthodes de fabrication et caractérisation optique	58
3.3.1	Procédé de fabrication	58
3.3.2	Banc de caractérisation optique	61
3.4	Comportement de divers filtres vis-à-vis de la polarisation	62
3.4.1	Caractérisation optique des structures fabriquées	62
3.4.2	Comparaison mesures/calculs	65
3.4.3	Conclusion	68
3.5	Conclusion	69
4	Comportement angulaire des filtres à résonance de mode guidé	71
4.1	Comportement angulaire des filtres GMR métal-diélectriques	72
4.1.1	Cas des structures 1D	72
4.1.2	Cas des structures 2D	77
4.1.3	Conclusion	81
4.2	Amélioration de la tolérance angulaire des filtres GMR	83
4.2.1	Expression de la fréquence de gap pour les structures entièrement diélectriques	84
4.2.2	Amélioration de la tolérance angulaire des structures GMR métal-diélectriques	89
4.2.3	Conclusion	96
4.3	Application au filtrage angulaire	98
4.3.1	Présentation du concept de filtrage angulaire	98
4.3.2	Démonstration du concept avec les filtres GMR métal-diélectriques . .	100
4.3.3	Conclusion	104

III Imagerie multispectrale infrarouge pour la détection de gaz 105

5 Optimisation d'une matrice de filtres 107

- 5.1 Introduction à l'imagerie multispectrale avec MULTICAM 108
 - 5.1.1 Description détaillée de la caméra MULTICAM 108
 - 5.1.2 Traitement des images multispectrales 108
 - 5.1.3 Détection de CO₂ pour la télémétrie 109
- 5.2 Influence du gabarit des filtres et de leur nombre 112
 - 5.2.1 Reconstruction d'un corps noir à 400 K 112
 - 5.2.2 Reconstruction d'une flamme de briquet 115
- 5.3 Influence du positionnement des filtres par rapport au signal de la scène à reconstruire 117
- 5.4 Conclusion 120

6 Détection à l'aide de MULTICAM 123

- 6.1 Fabrication et caractérisation de la matrice de 24 filtres 123
- 6.2 Application à la détection de CO₂ 128
 - 6.2.1 Bruits et méthodes de reconstruction adaptées 128
 - 6.2.2 Evaluation de la résolution spectrale de notre caméra 131
 - 6.2.3 Détection de différentes concentrations de CO₂ 134
- 6.3 Conclusion 138

Conclusion et perspectives 141

Production scientifique 145

Bibliographie 155

Introduction

MA THÈSE s'est déroulée en collaboration entre deux laboratoires : l'unité Concepts Innovants en Optique de l'ONERA et le Laboratoire de Photonique et de Nanostructures du CNRS. Les deux équipes travaillent conjointement depuis plusieurs années dans le but de concevoir, fabriquer, caractériser et intégrer des composants optiques novateurs à positionner à proximité de la matrice de détection. Ces composants basés sur les nanotechnologies autorisent notamment l'accès à des fonctionnalités optiques inédites (imagerie multispectrale, filtrage angulaire...), décorréliées des performances intrinsèques du capteur. Cette thèse aborde plus particulièrement la thématique du filtrage spectral à l'aide de structures sub-longueur d'onde.

Objectifs et enjeux de mon travail de thèse

Cette thèse a démarré suite à la proposition d'une nouvelle structure filtrante, permettant de lever certaines limitations des solutions antérieures. Elle est constituée d'un guide d'onde en diélectrique et d'un réseau métallique sub-longueur d'onde. Ce nouveau composant ainsi que son mécanisme de résonance sous-jacent constituent le cœur de cette thèse. En effet, mon travail se découpe en quatre grands axes étudiant ou utilisant les propriétés de ce nouveau composant :

1. J'ai d'abord conçu, fabriqué et caractérisé de nouvelles structures filtrantes basées sur ce concept de composant : une variété de filtres peut être obtenue suivant la géométrie du réseau (réseau unidimensionnel 1D, ou réseau bidimensionnel 2D). Le comportement angulaire de ces filtres a été étudié et expliqué par un mécanisme de « résonance de mode guidé ». La similitude entre les structures 1D et 2D a également été mise en évidence.

2. J'ai ensuite étudié de nouveaux concepts théoriques permettant d'améliorer la réjection et la tolérance angulaire du composant.
3. Mon travail a par la suite mené à la proposition de nouvelles fonctionnalités optiques (de filtrage angulaire notamment) utilisant la combinaison de différentes variantes du composant.
4. Enfin, j'ai entrepris une amélioration des performances du spectro-imageur MULTICAM¹ (dont la première version avait vu le jour avant mon arrivée en thèse) via l'optimisation et la fabrication d'une matrice de filtres basés sur ces structures à résonance de mode guidé et via l'utilisation de nouvelles méthodes d'inversion pour la reconstruction des spectres.

Organisation du mémoire

Mon manuscrit s'organise en trois parties. Dans une première partie, je fais une introduction au filtrage spectral dans l'infrarouge pour l'imagerie multispectrale. En effet, bien que cette application ne soit pas la seule possible pour les filtres à résonance de mode guidé métal-diélectrique, c'est l'application majeure visée dans cette thèse. Dans la deuxième partie, je présente le travail effectué sur les filtres à résonance de mode guidé métal-diélectrique : j'étudie leur mécanisme de résonance ainsi que leurs propriétés en termes d'accordabilité spectrale, de polarisation, d'efficacité de réjection, et de tolérance angulaire. Je propose ensuite des variantes de ces structures (notamment le passage à un réseau métallique dit « bi-atome », inspiré des travaux de Lemarchand *et al.*²) pour en améliorer l'efficacité de réjection et la tolérance angulaire. L'utilisation de ces filtres pour une application de filtrage angulaire est finalement proposée. Enfin dans la troisième partie, je décris le travail entrepris autour de l'application d'imagerie multispectrale : une nouvelle génération du spectro-imageur MULTICAM incluant une matrice de 24 filtres à résonance de mode guidé (conçue, fabriquée et caractérisée au cours de ma thèse) est présentée. Les premiers résultats obtenus avec cette caméra pour la détection de CO₂ sont détaillés.

Première partie

Dans le chapitre 1, les enjeux liés à la détection du rayonnement infrarouge et les contraintes liées à sa télédétection au travers de l'atmosphère sont décrits. Que le rayonnement infrarouge détecté soit issu de la réflexion ou de l'émission des objets de la scène, la signature spectrale renseigne sur la nature des matériaux ou des gaz en présence. L'intérêt des spectro-imageurs qui permettent d'acquérir des informations sur la signature spectrale en tout point de la scène imagée est mis en évidence. Divers spectro-imageurs sont décrits et je mets en évidence l'intérêt des spectro-imageurs dits « temps-réel » ou « instantanés » pour la détection de

¹HAÏDAR *et al.*, 2010.

²LEMARCHAND *et al.*, 1999.

scènes variant au cours du temps. J'explique notre choix de travailler avec le spectro-imageur instantané MULTICAM et je conclus ce chapitre en donnant un cahier des charges pour les filtres à insérer dans la caméra. Dans le chapitre 2 qui suit, une revue bibliographique des divers types de filtres spectraux existant dans l'infrarouge et pouvant être destinés à des applications d'imagerie multispectrale (filtres de Lyot, filtres à base de cristaux liquides, filtres accordables par voie acousto-optique, filtres de Bragg ou Fabry-Pérot, filtres à base de réseaux métalliques suspendus ou enfin, filtres à base de résonance de mode guidé) est effectuée. Ces filtres sont évalués au regard du cahier des charges que j'ai défini au chapitre précédent pour déterminer si leur utilisation est compatible avec la caméra MULTICAM.

Deuxième partie

Dans la deuxième partie, l'ensemble du travail que j'ai effectué sur les filtres à résonance de mode guidé (GMR) métal-diélectrique est décrit. Je commence dans le chapitre 3 par détailler le comportement du composant sous incidence normale. Le mécanisme de résonance de mode guidé est expliqué, ainsi que la forme de Fano du pic de transmission. Une méthode originale (que nous avons baptisée « méthode quatre couleurs ») permettant de déterminer sans exception et de manière exacte les modes propres de cette structure avec pertes est décrite. Les différentes structures que j'ai fabriquées sont présentées. Suivant la géométrie du réseau utilisé (réseau unidimensionnel 1D, ou réseau bidimensionnel 2D), leur caractérisation sous incidence normale mène à divers types de filtres ayant chacun des comportements différents vis-à-vis de la polarisation.

Le chapitre 4 commence par exposer le comportement angulaire de ces filtres. Leur sensibilité angulaire dépend fortement de l'axe de rotation de la structure (axe de rotation parallèle ou non à certaines fentes). J'explique ce comportement par un mécanisme de résonance de mode guidé dans le cas simplifié où les modes propres de la structure ont été calculés avec un film d'or continu et épais. La similitude entre les structures 1D et 2D est également mise en évidence. Le chapitre se poursuit sur deux concepts permettant d'améliorer la tolérance angulaire des filtres GMR métal-diélectrique, qui est a priori limitée par deux phénomènes : la dérive en longueur d'onde des bandes de transmission et l'apparition d'un pic secondaire sous incidence oblique. Les concepts proposés permettent de dimensionner des filtres dont le gabarit spectral reste indépendant de l'angle d'incidence sur une quinzaine de degrés. Enfin je propose d'utiliser ces filtres pour une autre application que l'imagerie multispectrale : la combinaison de deux filtres GMR métal-diélectrique de dispersions angulaires très différentes permet d'obtenir une fonction optique de filtrage angulaire (sélection d'un cône restreint d'angles d'incidence sur toute une gamme de longueurs d'onde).

Troisième partie

La troisième partie de ce manuscrit se recentre sur l'application d'imagerie multispectrale. Le chapitre 5 décrit l'étude effectuée pour choisir les filtres GMR métal-diélectrique à concevoir, fabriquer et intégrer dans la caméra MULTICAM sous forme de matrice de filtres pour

des applications de détection du CO_2 (évaluation de la concentration de CO_2 en présence, ou de la distance séparant un objet chaud de la caméra). Je présente notamment l'étude effectuée pour optimiser le gabarit des filtres (en termes de largeur à mi-hauteur et d'efficacité de rejection), leur positionnement et leur nombre en vue de l'application visée. Les matrices finalement fabriquées sont présentées dans le chapitre 6. Dans ce chapitre, j'évalue également la résolution spectrale qu'on peut espérer obtenir avec cette nouvelle caméra en fonction du niveau de bruit considéré. Enfin, les résultats des expériences visant à estimer la concentration de CO_2 sont présentés. L'analyse spectrale associée peut se faire soit directement à partir de l'image multispectrale, soit en utilisant une méthode d'inversion pour reconstruire le spectre de la scène. Les difficultés liées aux conditions réelles d'utilisation de la caméra (bruit et probables erreurs de mesures) sont mises en évidence et des méthodes de traitement du signal adaptées sont décrites puis mises en œuvre.

Première partie

Introduction au filtrage spectral pour l'imagerie multispectrale infrarouge

Chapitre

1

Acquisition de données dans l'infrarouge

Sommaire

1.1	L'infrarouge	7
1.1.1	Loi de Planck	8
1.1.2	Transmission de l'atmosphère	9
1.1.3	Détection infrarouge	10
1.2	Imagerie multispectrale dans l'infrarouge	11
1.2.1	Intérêts des spectro-imageurs temps-réel	11
1.2.2	Filtres pour le spectro-imageur MULTICAM	16
1.3	Conclusion	17

LA DÉTECTION INFRAROUGE a de larges applications tant au niveau militaire/sécurité (détection de cibles, vision nocturne, guidage et détection de missiles...) que civil (analyse de l'air et détection des polluants par spectroscopie IR, métrologie, astronomie, médical,...). Les progrès en matière de détection infrarouge ont longtemps reposé sur l'étude des matériaux ou sur l'amélioration de l'architecture des capteurs. Aujourd'hui, une autre voie consiste à développer des composants optiques novateurs et à les positionner à proximité de la matrice de détection. Ceci permet l'accès à des fonctionnalités optiques inédites (imagerie multi-spectrale...), décorrélées des performances intrinsèques du capteur. Dans cette logique, nous avons plus particulièrement étudié les filtres spectraux dans l'infrarouge basés sur des structures périodiques sub-longueur d'onde, et destinés à l'imagerie multispectrale.

Dans cette partie, nous commencerons par présenter l'origine du rayonnement thermique infrarouge et les contraintes liées à la télédétection de ce rayonnement. Puis nous montrerons l'intérêt de l'imagerie multispectrale dans cette gamme de longueurs d'onde et les spectro-imageurs pouvant être utilisés. Enfin, un état de l'art sur les filtres spectraux infrarouges sera effectué.

1.1 L'infrarouge

Le rayonnement infrarouge (IR) fut découvert en 1800 par Frédéric Wilhelm Hershel. Ce rayonnement électromagnétique est situé entre le visible et les micro-ondes, et correspond aux longueurs d'onde comprises entre 780 nm et 1000 μm . Il est arbitrairement divisé en trois catégories, le proche infrarouge (0,8 à 2,5 μm), le moyen infrarouge (2,5 à 25 μm) et le lointain infrarouge (25 à 1000 μm). La matière émet et absorbe en permanence du

rayonnement électromagnétique. Le processus d'émission est lié à l'agitation à l'échelle moléculaire qui dépend du matériau mais surtout de sa température. Ainsi, tout corps porté à une température non-nulle émet spontanément un rayonnement électromagnétique. Pour les températures autour de la température ambiante (300K), ce rayonnement est maximum dans le moyen infrarouge (10 μm). Dans cette gamme de longueurs d'onde, on peut donc détecter, voire imager, directement l'émission thermique des objets. Cette propriété est l'une de celles qui rendent la détection infrarouge particulièrement attractive. En effet, contrairement à la détection dans le visible qui nécessite l'éclairage des objets par une source de lumière externe (le soleil par exemple), la détection de l'émission thermique des objets de différentes températures dans l'infrarouge peut se faire de jour comme de nuit.

1.1.1 Loi de Planck

L'émission thermique des solides est proportionnelle au modèle du « corps noir », défini comme un corps idéal absorbant toutes les radiations électromagnétiques incidentes quelles que soient leurs longueurs d'onde. L'émission thermique d'un corps noir résulte en un rayonnement électromagnétique décrit par la loi du corps noir, dite aussi *loi de Planck*. Cette loi, basée sur la quantification de l'énergie électromagnétique, définit la distribution de luminance énergétique monochromatique du corps noir en fonction de la température thermodynamique :

$$L^\circ(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(\frac{hc}{\lambda kT}) - 1} \quad [W.m^{-2}.sr^{-1}.m^{-1}] \quad (1.1)$$

où h est la constante de Planck, T la température, λ la longueur d'onde, k_B la constante de Boltzmann et c la vitesse de la lumière dans le vide.

Ainsi, la densité de puissance émise à la longueur d'onde λ , par un corps noir porté à la température T , est de :

$$\frac{d^3P}{d\lambda} = L^\circ(\lambda, T) dA d\Omega \quad (1.2)$$

par unité de surface élémentaire dA , et d'angle solide $d\Omega$.

A une température T donnée, la luminance énergétique monochromatique passe par un maximum à une longueur d'onde, notée λ_{max} . La loi de Wien établit que ce maximum est inversement proportionnel à la température du corps noir :

$$\lambda_{max}(T) = \frac{2898}{T[K]} \quad [\mu m] \quad (1.3)$$

La figure 1.1 illustre la loi de Planck, en représentant des courbes de luminances énergétiques monochromatiques en fonction de la longueur d'onde (en échelle logarithmique), pour des corps noirs à différentes températures. A la température de la photosphère du soleil

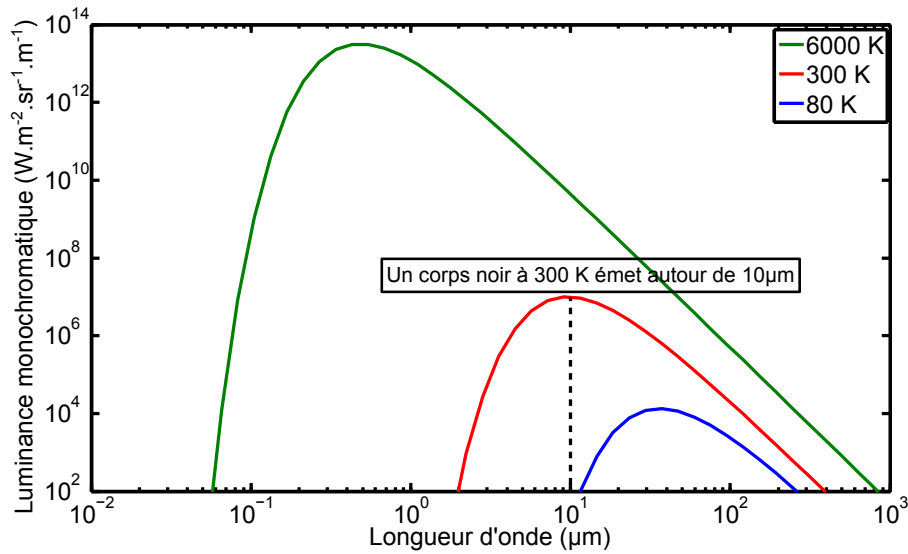


FIGURE 1.1 – Loi de Planck donnant la luminance spectrique du corps noir en fonction de la longueur d'onde à différentes températures : température de la photosphère du soleil (6000 K), température ambiante (300 K) et température de l'azote liquide (80 K).

(6000 K), le maximum d'émission se situe vers 500 nm (dans le vert). Un corps noir porté à température ambiante (300 K) présente un maximum d'émission vers 10 μm , tandis qu'un corps noir refroidi à l'azote liquide (80 K) émet vers les grandes longueurs d'onde ($\sim 30 \mu\text{m}$), conformément à la loi de Wien. Cette figure 1.1 met par ailleurs en évidence le fait que les courbes de luminances énergétiques pour différentes températures ne se croisent pas : il est ainsi possible de connaître la température du corps noir en mesurant sa puissance rayonnée à une longueur d'onde donnée.

La plupart des objets ne sont pas des corps noirs. Leur luminance monochromatique est alors donnée par la loi de rayonnement de Kirchhoff¹ : elle est égale à celle d'un corps noir à la même température, pondérée par l'émissivité de l'objet.

1.1.2 Transmission de l'atmosphère

Comme nous venons de le voir, l'infrarouge moyen (partie du spectre infrarouge auquel nous nous intéressons dans cette thèse) correspond au domaine d'émission de la matière, quand celle-ci est portée aux températures généralement trouvées à la surface de la Terre. Mais l'atmosphère terrestre n'est pas transparente pour toutes les longueurs d'onde. La transmission du rayonnement infrarouge à travers l'atmosphère est perturbée par deux phénomènes : l'absorption propre des molécules de l'air (CO_2 , H_2O ,...) et la diffusion par des molécules ou des aérosols en suspension. Cependant, dans le moyen infrarouge il existe de larges fenêtres de transparence de l'atmosphère. La figure 1.2 met en évidence les deux bandes de

¹KIRCHHOFF, 1860 ; ROBITAILLE, 2009.

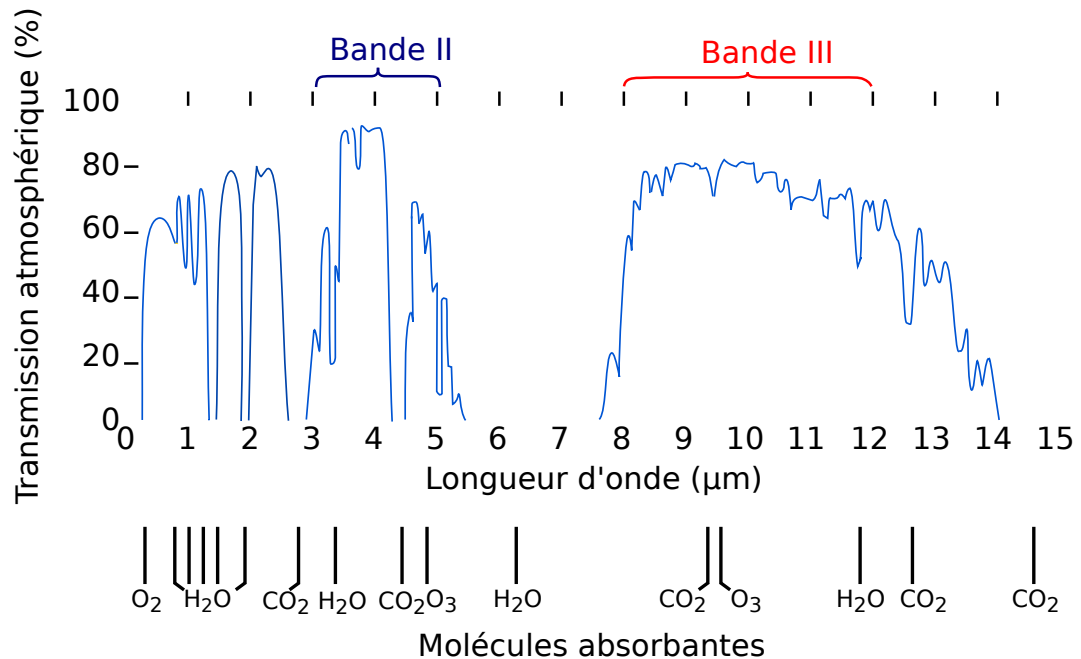


FIGURE 1.2 – Transmission de l'atmosphère dans le spectre infrarouge pour un satellite visant la Terre. <http://www.skepticalscience.com>.

transmission principalement utilisées dans cette gamme de longueur d'onde : la bande II (entre 3 et 5 μm) et la bande III (entre 8 et 12 μm). Les détecteurs à grande distance se font nécessairement sur ces bandes de transparence. Dans la suite du manuscrit, nous nous consacrerons essentiellement à la bande II de l'atmosphère.

1.1.3 Détection infrarouge

Un détecteur doit non seulement absorber le rayonnement infrarouge qu'il reçoit, mais également produire un signal proportionnel à l'éclairement infrarouge incident. Il existe deux grandes catégories de détecteurs infrarouges à ce jour : les détecteurs quantiques et les détecteurs thermiques (détecteurs bolométriques par exemple).

Les détecteurs quantiques utilisent des matériaux semi-conducteurs, qui permettent l'absorption de tous les photons d'énergie supérieure au gap effectif du semi-conducteur. Cette absorption de photons se traduit par une transition électronique. Les photo-porteurs ainsi créés peuvent donner lieu à un photo-courant détectable dans le circuit électrique externe. Pour absorber les photons dans les longueurs d'onde qui nous intéressent, il est nécessaire d'utiliser des semi-conducteurs de faible bande interdite. Les alliages HgCdTe ou le composé InSb sont par exemple de bons candidats. Le problème de ces matériaux à faible gap est leur fort courant d'obscurité (courant traversant le détecteur en l'absence de radiation incidente). En première approximation, on peut considérer que ce courant d'obscurité est gouverné par

une loi de type Arrhenius :

$$I_{obs} \propto \exp\left(\frac{-E_g}{kT}\right) \quad (1.4)$$

avec $E_g = hc/\lambda = 120 \text{ meV}$ à $10 \text{ }\mu\text{m}$, et $kT = 26 \text{ meV}$ à 300 K .

Plus le gap E_g est faible, plus le courant d'obscurité est important à une température donnée. Pour diminuer ce courant d'obscurité et réduire le bruit de Schottky qu'il génère, les détecteurs quantiques sont refroidis. Les détecteurs de la bande II et III sont couramment maintenus à une température proche de celle de l'azote liquide (80 K). C'est la raison pour laquelle on parle également de détecteur « refroidi ». Ces détecteurs sont très performants, mais les caméras qui les utilisent sont très coûteuses à cause de la fabrication des semi-conducteurs exotiques qu'elles nécessitent, des procédés technologiques associés (notamment l'hybridation sur un circuit de lecture en silicium), mais aussi de la nécessité de refroidissement. Ce dernier se traduit également pour le système final par des contraintes de volume et d'autonomie.

Par opposition, les détecteurs bolométriques (un exemple de détecteurs thermiques) sont aussi appelés détecteurs non refroidis, car ils ne nécessitent pas de refroidissement. Dans ces détecteurs, l'absorption des photons incidents conduit à l'échauffement d'un matériau, qui sera lui-même traduit par un changement de signal électrique. Par exemple, dans le cas particulier du bolomètre résistif, le flux de photons incidents est absorbé par une membrane suspendue (pour assurer son isolation thermique) ce qui provoque son échauffement. L'échauffement de la membrane se traduit par un changement de résistivité du matériau. Ainsi le flux de photons incidents est détecté via une mesure de changement de résistivité de la membrane. Les performances de cette deuxième catégorie de détecteurs sont moindres, à la fois en termes de sensibilité et en termes de temps de réponse. En revanche, ils sont beaucoup moins coûteux que les précédents, car ils sont moins chers à fabriquer (compatibles avec la micro-électronique silicium et réalisés avec le circuit de lecture, donc sans hybridation), moins chers à utiliser (pas de cryogénie) et parce qu'ils ont une plus longue autonomie.

1.2 Imagerie multispectrale dans l'infrarouge

1.2.1 Intérêts des spectro-imageurs temps-réel

La spectro-imagerie consiste à acquérir l'image d'une même scène dans plusieurs bandes spectrales. Lorsque les bandes spectrales utilisées couvrent régulièrement le domaine spectral d'intérêt et sont très nombreuses (de l'ordre de la centaine), on parle d'imagerie hyperspectrale. L'imagerie multispectrale consiste en l'acquisition d'un nombre plus réduit de bandes spectrales. Ces bandes ne sont pas nécessairement contiguës et peuvent être adaptées à l'application envisagée. La spectro-imagerie permet d'acquérir à la fois l'image de la scène et des informations sur le spectre en chacun des points de l'image. On observe soit le signal réfléchi, soit le signal émis par la scène.

La signature spectrale de la scène permet d'obtenir des informations sur la nature des divers matériaux qui la constituent. Par exemple, les spectres en réflexion de la végétation verte et de la végétation morte sont très différents entre 700 nm et 1500 nm, du fait de la présence ou non de chlorophylle². On voit sur la figure 1.3 que le spectre du sol est encore différent. De même, la signature spectrale d'un nuage de gaz qui émet ou réfléchit un signal renseigne sur la nature des molécules qui le composent.

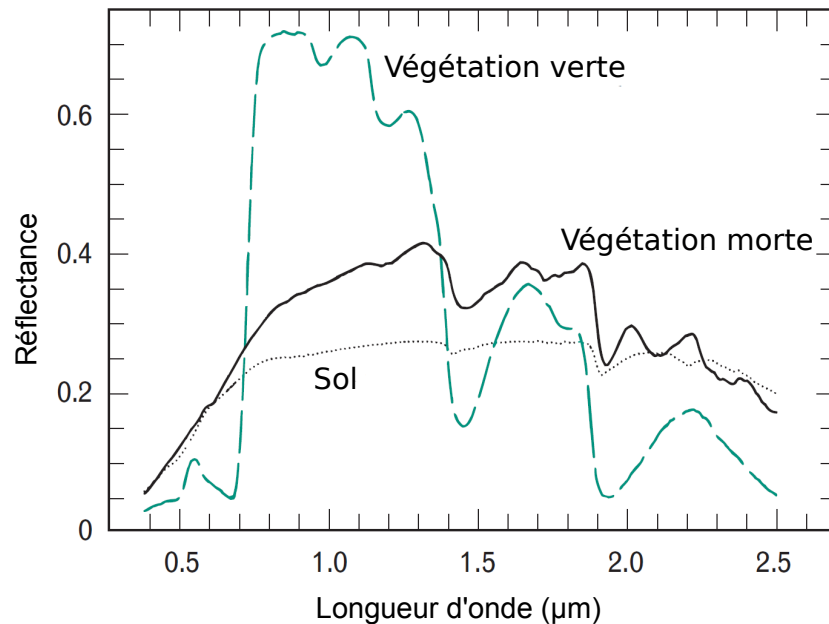


FIGURE 1.3 – Réflectance de divers matériaux : le sol, la végétation morte et la végétation verte. Les divers matériaux ont tous une signature spectrale différente : la spectrométrie de la scène permettra de remonter à la nature des matériaux en présence (MANOLAKIS et al., 2003).

Parallèlement, la spectro-imagerie d'une scène permet de localiser et différencier des objets dans une scène puisque chaque objet réfléchit ou émet un signal spectral différent (figure 1.4).

Si l'information spectrale est, de fait, importante, il peut être nécessaire pour certaines applications de la connaître en différents points de la scène. Les spectro-imageurs classiques acquièrent généralement un cube « image spectrale » (X, Y, λ) grâce à un système de balayage. A l'ONERA, deux spectro-imageurs de ce type ont été développés lors des thèses de S. Rommeluère³ et Y. Ferrec⁴. Le premier, baptisé MICROSPOC (MICRO SPectrometer On Chip), est constitué d'une matrice de détection dont le substrat a été aminci en prisme (figure 1.5a). Le prisme ayant une épaisseur continument variable dans une des directions de l'espace, la matrice de détection acquiert en fait dans cette direction un interférogramme. On calcule le spectre de la scène par une transformée de Fourier inverse (résolution 20 cm^{-1}).

²MANOLAKIS et al., 2003 ; MINET, 2011.

³ROMMELUÈRE, 2007.

⁴FERREC, 2008.

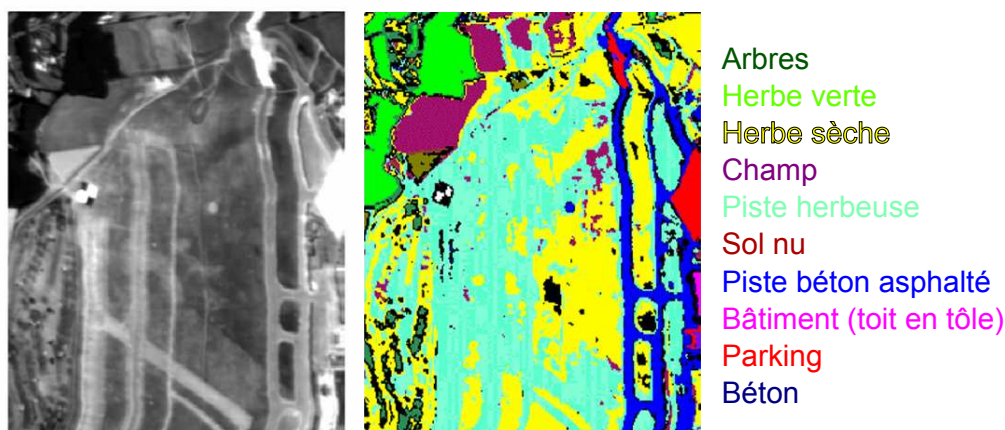


FIGURE 1.4 – Image d’une scène vue depuis un avion : les divers matériaux ont différents niveaux de gris. L’analyse spectrale de la scène permettra d’identifier et de localiser les matériaux en présence.

L’autre direction permet l’obtention d’une image 1D de la scène. L’acquisition de l’image 2D se fait par balayage de l’appareil⁵. Le deuxième spectro-imageur, baptisé CAHYD (CAméra HYperspectrale de Démonstration), repose sur l’usage d’un interféromètre à dièdre. La différence de marche varie avec l’angle d’observation de la scène : le défilement permet ici de passer par tous les angles d’observation de la scène et donc de remonter à l’interférogramme (figure 1.5b).

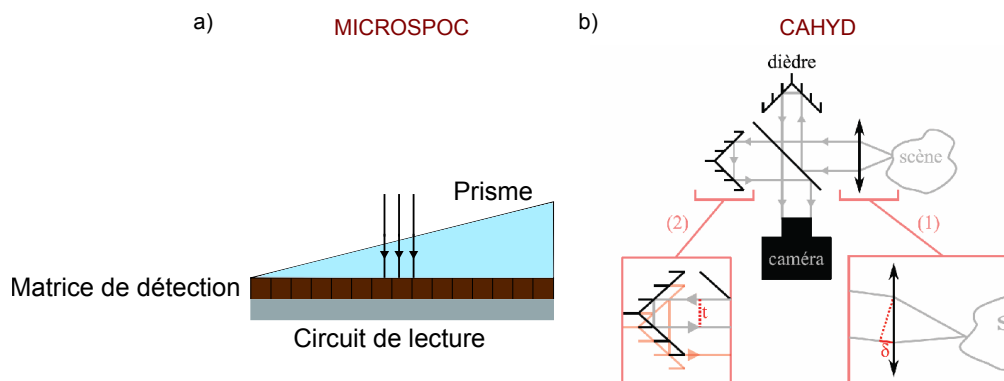


FIGURE 1.5 – Principe des spectro-imageurs MICROPOC et CAHYD. a) MICROPOC : Le prisme ayant une épaisseur continument variable dans une des directions de l’espace, la matrice de détection acquiert en fait dans cette direction un interférogramme. b) CAHYD : En (1), la scène se déplace par rapport au dispositif. Ce défilement permet de passer par tous les angles d’observation de la scène et donc de remonter à un interférogramme. En (2), pour une image fixe, un dièdre est déplacé continument, afin de faire varier la différence de marche reliée à la grandeur t .

Les spectro-imageurs basés sur un système de balayage disposent d’une bonne résolution spatiale (celle du détecteur dans une direction et celle imposée par la vitesse de déplacement

⁵ROMMELUÈRE et al., 2007.

dans l'autre), d'une très bonne résolution spectrale et d'un bon rapport signal sur bruit. En revanche, l'acquisition du cube « image spectrale » n'est pas instantanée : une dizaine de secondes est généralement nécessaire pour une acquisition complète. Ceci peut se révéler problématique, en particulier si la scène n'est pas statique et évolue dans le temps. Ainsi, une autre catégorie de spectro-imageurs, dits instantanés ou temps-réel, permet l'acquisition simultanée des informations spectrales et spatiales : le cube d'image spectrale complet est acquis à l'instant t . Ces systèmes nécessitent cependant de trouver un compromis entre résolution spectrale et résolution spatiale.

Ces spectro-imageurs à prise de vue instantanée peuvent être classés en deux catégories selon que la division spectrale du front d'onde induit ou non un phénomène de parallaxe. Dans le premier cas, la division spectrale du front d'onde est réalisée à partir d'un élément optique qui permet de séparer les différentes composantes spectrales du front d'onde (lame dichroïque, prisme, réseau...) sans induire de phénomène de parallaxe⁶. Un exemple de ce type de spectro-imageur est le détecteur Foveon®⁷. Il est composé de trois couches de détecteurs : la première couche est sensible à la couleur bleue et laisse passer le vert et le rouge ; la seconde couche laisse passer la lumière rouge et détecte la lumière verte ; enfin la dernière couche détecte les longueurs d'onde correspondant au rouge.

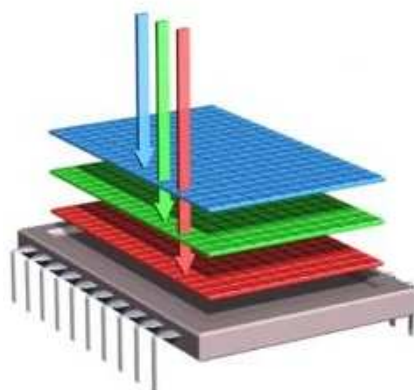


FIGURE 1.6 – Principe de fonctionnement du détecteur commercial Foveon ® (MERRILL, 1999).

D'autres méthodes basées sur des résonances plasmoniques ont par ailleurs été proposées ces dernières années⁸ pour trier les photons au sein d'un même pixel. Ces diverses techniques de division spectrale du front d'onde, sont très prometteuses et certaines sont même déjà commercialisées. Elles présentent l'avantage de conserver toute l'étendue géométrique du faisceau incident, ce qui permet d'optimiser le bilan radiométrique et de diminuer le risque d'inhomogénéité spatiale rencontré dans le cas du découpage spatial du front d'onde.

Les spectro-imageurs de la deuxième catégorie découpent le front d'onde en plusieurs voies, ce qui induit de la parallaxe. Ce type d'architecture multi-voies utilise soit une ma-

⁶DESCOUR et al., 1998 ; HARVEY et al., 2005 ; HOSHUYAMA, 2003 ; JOHNSON et al., 2006 ; LYON, 2000.

⁷MERRILL, 1999.

⁸BOUCHON et al., 2012 ; KOEHLIN et al., 2011 ; LAUX et al., 2008.

trice de prismes⁹, soit une matrice de microlentilles permettant de réaliser plusieurs images de la même scène sur une matrice de détecteurs¹⁰. L'ajout d'une matrice de filtres interférentiels en amont de la matrice de microlentilles (ou de prismes) a d'abord été proposé dans le visible par plusieurs groupes de recherches¹¹. En 2008, l'ONERA a proposé un spectro-imageur temps-réel dans l'infrarouge, baptisé MULTICAM. Le système optique de ce spectro-imageur est constitué d'un empilement de trois matrices de microlentilles¹². Une matrice de 11 filtres à base de réseaux plasmoniques (barreaux métalliques suspendus), fabriquée par G. Vincent pendant sa thèse¹³, est placée devant ces matrices de microlentilles¹⁴ (figure 1.7). La division en plusieurs voies du front d'onde présente néanmoins des inconvénients. Premièrement, l'étendue géométrique du faisceau n'est pas entièrement utilisée par chacune des voies (l'étendue géométrique de chaque voie correspond à l'étendue géométrique globale divisée par le nombre de voies), ce qui réduit le flux de photons utiles. Par ailleurs si le faisceau incident n'est pas homogène spatialement, chaque voie ne reçoit pas le même signal, ce qui est problématique.

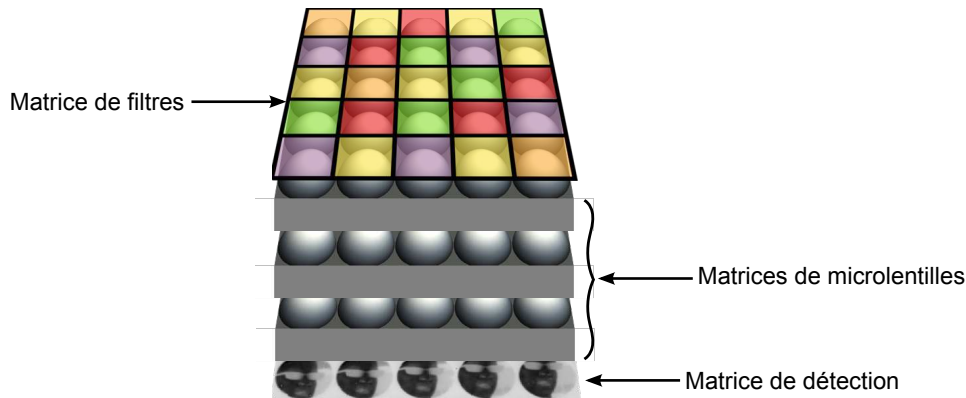


FIGURE 1.7 – Architecture optique du spectro-imageur temps-réel MULTICAM.

C'est le spectro-imageur instantané à division spatiale du front d'onde, MULTICAM, que nous avons retenu pour ma thèse, parmi le panel de spectro-imageurs décrits dans cette section. En effet, les spectro-imageurs instantanés permettent d'acquérir les images multispectrales d'une scène qui varie au cours du temps, contrairement aux spectro-imageurs nécessitant un système de balayage. Cette particularité nous permet d'accéder à des analyses complémentaires des spectro-imageurs MICROPOC ou CAHYD. De plus, la version de la caméra MULTICAM, développée pendant la thèse de G. Vincent, avec la matrice de 11 filtres à réseaux métalliques suspendus pouvait encore être améliorée (nous verrons de quelle façon dans la troisième partie de ce manuscrit).

⁹SEMETER et al., 2001.

¹⁰DUPARRÉ et al., 2004; OGATA et al., 1994; SANDERS et al., 1995; TANIDA et al., 2001.

¹¹MATHEWS, 2008; SHOGENJI et al., 2004; TANIDA et al., 2003.

¹²DRUART et al., 2008.

¹³VINCENT, 2008.

¹⁴HAÏDAR et al., 2010.

1.2.2 Filtres pour le spectro-imageur MULTICAM

Le spectro-imageur instantané MULTICAM est composé d'une matrice de filtres, chaque filtre sélectionnant une fenêtre spectrale différente. Il existe un panel très large de filtres possibles dans l'infrarouge, mais tous ne sont pas adaptés à l'imagerie multispectrale avec MULTICAM. Le gabarit des filtres à choisir dépendra bien entendu de l'application finale visée. En outre, les composants doivent respecter certaines contraintes d'utilisation, impliquant des restrictions sur les géométries et architectures des structures visées.

D'abord, les filtres doivent être fabricables avec les techniques classiques de salle blanche. La matrice de détection de la caméra est quantique (à base du semi-conducteur HgCdTe). Nous avons choisi d'intégrer les filtres au sein du cryostat de la caméra refroidi à l'azote liquide, par souci de compacité et pour limiter l'émission des filtres à $T \sim 300$ K. Il faut par conséquent qu'ils puissent résister à de nombreux aller-retours (cycles thermiques) entre la température ambiante et la température de l'azote liquide (80 K). Ils doivent également être suffisamment robustes mécaniquement, pour résister aux vibrations du système de pompage et pour permettre à la caméra d'être déplacée d'un lieu d'expérimentation à l'autre.

Pour les applications à faibles flux de photons, il est préférable que les filtres soient indépendants de la polarisation pour éviter la perte de 50 % de la lumière incidente par réflexion sur les filtres. De même il est important que le maximum de transmission des filtres à la longueur d'onde de résonance soit le plus grand possible. Toutefois, pour certaines applications, l'utilisation de filtres polarisants peut être avantageuse. En effet, la différence obtenue entre les deux états de polarisation de la lumière diffractée ou réfléchiée peut être utilisée pour augmenter le contraste de l'image et détecter la forme des objets avec une meilleure résolution¹⁵. Ceci permet, par exemple, de distinguer les objets fabriqués par l'homme au milieu de scènes urbaines ou rurales¹⁶ : le coefficient de réflexion sur des surfaces planes dépend en effet de l'état de polarisation de la lumière.

La tolérance angulaire des filtres est, elle aussi, un point clé pour l'intégration de ces composants dans des systèmes optiques complexes conçus pour l'imagerie. Nous visons un champ de vue typique de $\pm 25^\circ$ correspondant à une ouverture de $f/1$ (f étant la distance focale). Le spectro-imageur MULTICAM, lui, nécessite une tolérance angulaire de $\pm 3^\circ$ (voir Ref.¹⁷). Les filtres doivent être conçus en conséquence.

Enfin, le gabarit des filtres en termes de largeur à mi-hauteur et d'efficacité de réjection est également crucial. Pour remonter aux informations spectrales de la scène, il est nécessaire de résoudre le problème d'inversion d'un système d'équations sous-déterminé. Nous verrons de manière détaillée dans la partie 2 de ce manuscrit, que la largeur à mi-hauteur des filtres influence beaucoup la qualité de cette reconstruction. En effet, si les filtres sont trop fins, l'information spectrale recueillie ne sera pas suffisante pour une bonne reconstruction. Inversement, si les filtres sont trop larges, la reconstruction manquera de précision. Une mauvaise

¹⁵ZHANG et al., 2010.

¹⁶CAVANAUGH et al., 2006 ; FLUSCHE et al., 2010.

¹⁷HAÏDAR et al., 2010.

efficacité de réjection pourrait, quant à elle, introduire du bruit perturbant l'algorithme de reconstruction.

En conclusion, les filtres à intégrer dans le spectro-imageur MULTICAM doivent répondre aux critères suivants :

1. Conception adaptée aux procédés classiques de salle blanche.
2. Robuste mécaniquement et supportant les cycles thermiques.
3. Tolérant angulairement ($\pm 3^\circ$ au minimum, $\pm 25^\circ$ idéalement).
4. Facteur de qualité $\frac{\lambda_0}{\Delta\lambda}$ de l'ordre de 10 à 30, correspondant à des largeurs à mi-hauteur de l'ordre de la centaine de nanomètre pour la bande II de l'atmosphère et de l'ordre du micromètre pour la bande III.
5. Polarisant ou insensible à la polarisation selon le type d'applications visées.
6. Grande efficacité de réjection : on cherche typiquement une transmission hors bande-passante inférieure à 10% sur toute la bande II ou la bande III de l'atmosphère.

1.3 Conclusion

La détection du rayonnement infrarouge permet d'obtenir des informations complémentaires à celles du visible. Dans cette gamme de longueurs d'onde, il est en effet possible de détecter et d'imager directement l'émission thermique des objets sans qu'il n'y ait la nécessité d'une source d'éclairage externe. La détection infrarouge n'est donc pas soumise aux mêmes contraintes que celles du visible. Par ailleurs, la signature spectrale d'une scène dans l'infrarouge dépend de la nature des matériaux ou gaz en présence. La spectrométrie infrarouge d'une scène donne donc accès à des informations supplémentaires. Nous avons vu que certaines applications nécessitent d'acquérir à la fois l'image et le spectre de la scène. Divers spectro-imageurs ont été présentés, et nous avons expliqué notre choix de travailler avec le spectro-imageur temps-réel MULTICAM développé à l'ONERA. Un cahier des charges pour les filtres à insérer dans MULTICAM sous forme de matrice de filtres a finalement été défini. La deuxième chapitre fait un état de l'art des différents filtres spectraux existant dans l'infrarouge. Nous verrons dans quelle mesure ces filtres répondent au cahier des charges que nous avons défini.

Chapitre

2

Filtres spectraux dans l'infrarouge

Sommaire

2.1 Filtres à base de matériaux biréfringents ou cristaux liquides . .	19
2.1.1 Filtres de Lyot	19
2.1.2 Filtres accordables à base de cristaux liquides	21
2.1.3 Filtres accordables par voie acousto-optique	22
2.2 Filtres Fabry-Perot ou à base de réseau de Bragg	23
2.3 Filtres à base de réseaux métalliques : transmission extraordinaire	25
2.3.1 Résonance plasmonique horizontale	26
2.3.2 Résonance plasmonique verticale	28
2.3.3 Synthèse sur l'origine de la transmission extraordinaire	29
2.3.4 Mise en évidence expérimentale	29
2.4 Filtres à base de résonance de mode guidé	31
2.5 Conclusion : le choix des filtres GMR	34

CE CHAPITRE s'attache à présenter un inventaire des différents concepts de filtres spectraux infrarouges existant pour des applications d'imagerie multispectrale. Nous présenterons les avantages et inconvénients de chacun de ces filtres au regard de notre application et nous justifierons notre choix d'utiliser des filtres à résonance de mode guidé.

2.1 Filtres à base de matériaux biréfringents ou cristaux liquides

2.1.1 Filtres de Lyot

Les filtres de Lyot doivent leur nom à leur inventeur Bernard Lyot. Ils ont été développés pour l'observation de la couronne solaire et sont très utilisés en astronomie. Le Dutch Open Telescope et le Swedish Solar Telescope par exemple contiennent des filtres de Lyot¹. Ces filtres spectraux utilisent la biréfringence des matériaux pour produire un filtre passe-bande très sélectif en longueur d'onde. Leur principe de fonctionnement repose sur l'interférence de l'onde ordinaire et de l'onde extraordinaire à la sortie d'un cristal biréfringent uniaxe. Le filtre est constitué de plusieurs étages comportant chacun un cristal biréfringent compris

¹BETTONVIL et al., 2006 ; SCHARMER et al., 2003.

entre deux polariseurs linéaires. Les axes rapide F et lent S du cristal sont à 45° de l'axe des polariseurs. Chaque étage fournit un spectre en peigne. L'épaisseur des étages double progressivement de telle sorte qu'un pic sur deux s'éteint à chaque étage supplémentaire (figure 2.1). Pour un étage, l'intensité de sortie I est liée à l'intensité incidente I_0 par la relation :

$$I(\lambda) = \frac{I_0}{2} \cos^2(\delta(\lambda)/2) \quad (2.1)$$

où $\delta = 2\pi \Delta n e / \lambda$; $\Delta n = n_0 - n_e$ est la différence entre les indices ordinaire et extraordinaire ; e est l'épaisseur de la lame biréfringente. Cette équation conduit bien à un spectre en forme de peigne.

On montre ensuite facilement que pour n étages, l'intensité de sortie I est liée à l'intensité incidente I_0 par la relation :

$$I = \frac{I_0}{2} \left[\frac{\sin(2^p(\delta/2))}{2^p \sin(\delta/2)} \right]^2 \quad (2.2)$$

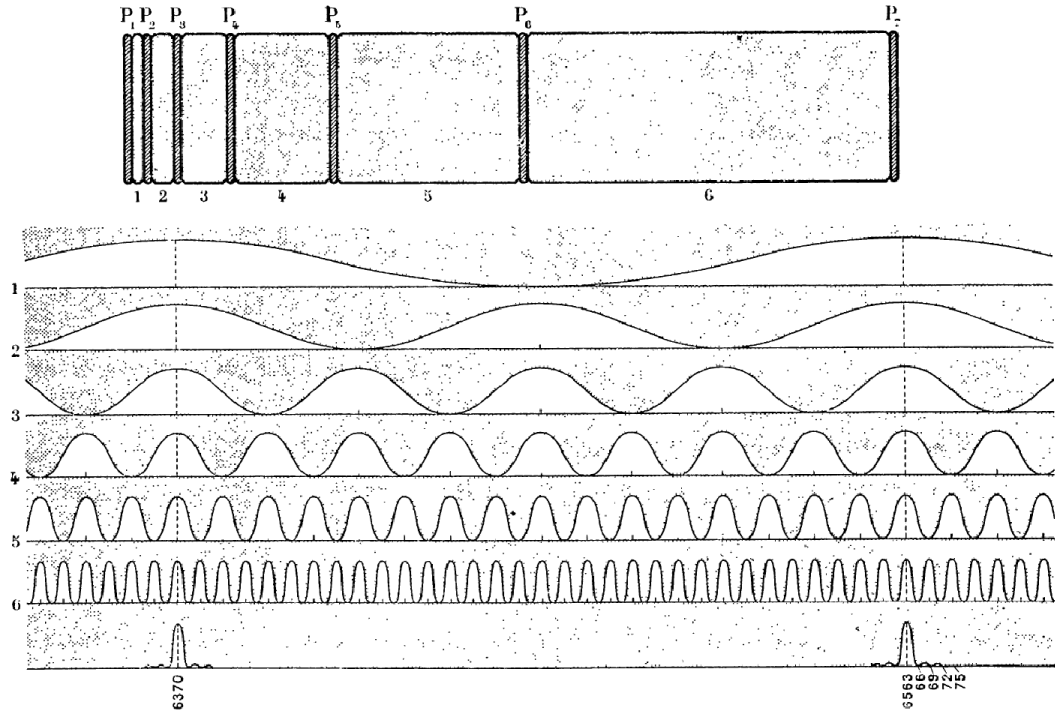


FIGURE 2.1 – Filtre de Lyot à n étages : l'épaisseur des lames biréfringentes est de $2^{j-1}e$ (j variant de 1 à p). L'axe rapide et l'axe lent des lames biréfringentes sont à 45° de l'axe des polariseurs P_j (LYOT, 1944).

- Les maxima sont situés à $\lambda_{max} = \Delta n e / m$ avec m un entier correspondant à l'ordre d'interférence.
- La distance D_λ entre deux pics successifs est de $D_\lambda = \Delta n e / m^2$.

- La largeur à mi-hauteur, FWHM (Full Width at Half Maximum) est approximativement égale à $\text{FWHM} \sim \lambda_{max}^2 / (2^p \Delta n e)$.

On peut par exemple dimensionner un filtre de Lyot dans le moyen infrarouge avec du MgF_2 : pour un filtre à 3 étages centré sur $\lambda_{max}=4 \mu\text{m}$, de largeur à mi-hauteur 100 nm, et dont les lames biréfringentes sont des blocs de MgF_2 ($\Delta n=0.01$), il faut une épaisseur de 2 mm. Les pics seront alors espacés de 800 nm.

La tolérance angulaire des filtres de Lyot est liée à la dépendance des indices de réfraction avec l'angle d'incidence. Elle dépend à la fois de l'angle d'incidence i et de l'angle azimutal θ . Le décalage spectral $\Delta\lambda$ par rapport à la position du pic sous incidence normale (λ_{max}^0) est :

$$\Delta\lambda(i, \theta) = -\lambda_{max}^0 i^2 (\cos^2 \theta - (n_0/n_e) \sin^2 \theta) / (2n_0^2) \quad (2.3)$$

Il est possible d'améliorer cette tolérance angulaire, en remplaçant chaque lame par deux lames biréfringentes de demi-épaisseur $e/2$ croisées et séparées par une lame demi-onde qui sert à ajouter les deux demi-retards. On parle alors de filtre de Lyot à grand champ.

Il existe différentes façons de rendre ces filtres accordables en longueur d'onde. Une première solution consiste à tourner mécaniquement les polariseurs qui précèdent les lames biréfringentes d'un angle proportionnel à l'épaisseur de la lame. Mais il est également possible d'insérer dans le montage des éléments biréfringents adaptables électroniquement. Cet aspect sera développé au paragraphe suivant.

Quelle que soit l'application, les filtres de Lyot doivent être thermostatés au dixième de degré, généralement autour de 45°C , pour que les propriétés optiques du matériau biréfringent (indices de réfraction) restent stables. Le principal défaut de ces filtres est leur forte perte en transmission due à la série de polariseurs. Théoriquement, la moitié du flux est déjà perdue par le premier polariseur. En pratique un flux encore plus important est perdu car la transmission à travers un polariseur est seulement de 30% à 40% pour de la lumière non polarisée.

2.1.2 Filtres accordables à base de cristaux liquides

Les cristaux liquides sont des matériaux organiques liquides qui ont la capacité de s'organiser comme des solides cristallins. Cet état de la matière dépend de la température, de la pression et de la concentration du matériau. Les cristaux liquides, dits thermotropes, n'existent que dans une certaine gamme de température. Au contraire, les cristaux liquides lyotropes dépendent du niveau de concentration. Les cristaux liquides sont utilisés aujourd'hui dans divers composants photoniques : filtre optique, modulateur spatial de lumière, laser, guide d'onde, composant d'optique non-linéaire...

Dans les applications de filtrage optique, les cristaux liquides sont utilisés comme des

lames à retard variable permettant de moduler la polarisation de la lumière incidente. Il est par exemple possible d'adapter le filtre de Lyot présenté précédemment en insérant des lames de cristaux liquides à retard variable à la place des lames biréfringentes. Ici encore l'épaisseur des cellules de cristaux liquides doit varier par puissance de 2. Ainsi, en changeant la tension appliquée à la cellule de cristaux photoniques, on fait varier la position du pic de transmission². D'un étage de Lyot au suivant, les retards sont proportionnels à l'épaisseur de l'étage. Ces dernières années, de nombreux travaux ont été réalisés autour de ce type de filtre pour détecter l'état de polarisation de la lumière incidente³, obtenir des filtres indépendants de la polarisation⁴ ou encore élargir les gammes spectrales pouvant être atteintes⁵.

Une autre catégorie de filtre optique accordable utilisant les cristaux liquides repose sur des polymères holographiques contenant des cristaux liquides dispersés. L'interférence de deux lasers UV avec ce matériau donne naissance à des zones riches en polymère ou en cristaux liquides, créant ainsi un réseau de diffraction accordable⁶.

2.1.3 Filtres accordables par voie acousto-optique

Les modulateurs acousto-optiques utilisent l'effet acousto-optique pour diffracter la lumière. Plus précisément, une cellule piézo-électrique génère des ondes ultra-sonores dans un cristal (de dioxyde de tellure par exemple), créant ainsi des plans de dilatation et de compression se déplaçant périodiquement et venant changer localement l'indice de réfraction du cristal. La diffraction de Bragg qui en résulte permet d'obtenir des filtres passe-bande en transmission⁷. L'interaction peut être pensée comme un mélange quatre ondes de phonons et de photons.

Ce type de filtre s'accorde à une vitesse bien plus rapide que les filtres à base de cristaux liquides vus précédemment (changement en quelques microsecondes contre quelques millisecondes dans le cas précédent). La gamme de longueurs d'onde sur laquelle ces filtres acousto-optiques fonctionnent (accordables par petits incréments) est également plus large que celle des filtres à base de cristaux liquides : 900 nm à 5 μm contre 400 nm à 2.45 μm pour les cristaux liquides. Les modulateurs acousto-optiques ont en revanche une ouverture faible et leur tolérance angulaire est plus faible que celle des filtres à cristaux liquides qui peuvent recevoir de la lumière arrivant à $\pm 15^\circ$ de la normale. La largeur à mi-hauteur des filtres acousto-optique peut être contrôlée grâce à la largeur du cristal.

Les filtres présentés dans cette première partie sont très couramment utilisés dans des dispositifs d'imagerie multispectrale grâce à la qualité de l'image obtenue (meilleure dans le cas des cristaux liquides que dans le cas des modulateurs acousto-optiques) et grâce à leur grande accordabilité spectrale⁸. Ces filtres sont en revanche inadaptés à notre application

²BEECKMAN et al., 2011.

³BEECKMAN et al., 2009 ; SAFRANI et al., 2009.

⁴ABDULHALIM, 2006.

⁵AHARON et al., 2009 ; AHARON et al., 2010.

⁶ABBATE et al., 2006 ; FOX et al., 2007 ; PERALTA et al., 2010.

⁷KASTELIK et al., 2009a ; KASTELIK et al., 2009b ; YUSHKOV et al., 2010.

⁸MORRIS et al., 1994 ; SHOJI et al., 2009.

car ils ne sont pas faits pour être utilisés dans des spectro-imageurs instantanés. Ils ne sont notamment pas adaptés à la réalisation de matrices de filtres.

2.2 Filtres Fabry-Perot ou à base de réseau de Bragg

L'interféromètre de Fabry-Perot est constitué de deux surfaces partiellement réfléchissantes planes à hauts coefficients de réflexion (souvent supérieurs à 95 %) délimitant une cavité résonante. La résonance de la lumière dans cette cavité donne lieu à une figure d'interférence à ondes multiples constituée d'anneaux concentriques fins, dont la taille varie en fonction de la longueur d'onde et de la distance entre les deux surfaces réfléchissantes. Divers types de surfaces réfléchissantes peuvent être utilisés pour mettre en œuvre ce principe (miroirs métalliques fins, grilles métalliques⁹, réseau de Bragg etc...).

Sur le même principe d'interférence à ondes multiples, les filtres interférentiels (réseau de Bragg) basés sur un empilement périodique de couches diélectriques ont été proposés il y a de nombreuses années¹⁰. On peut modéliser leur principe de fonctionnement par la rencontre de dioptries successifs, sur lesquels une partie de l'onde incidente est réfléchi, et l'autre est transmise. L'onde résultant des transmissions successives sera la somme de toutes les transmissions sur chaque dioptrie. Si la transmission (ou la réflexion) de tous les dioptries est en phase, on peut obtenir un pic en transmission (ou un pic en réflexion). Divers types de filtres spectraux peuvent être obtenus ainsi : filtres passe-bande, coupe-bande, passe-haut, passe-bas... Les filtres sont généralement dimensionnés grâce à des algorithmes génétiques sophistiqués¹¹, qui renvoient le nombre (jusqu'à une centaine de couches) et l'épaisseur des couches nécessaires à la réalisation du profil spectral souhaité.

En ce qui concerne les filtres passe-bande, des améliorations récentes ont été apportées par une équipe de recherche italienne. Ils proposent en premier lieu d'intercaler une fine couche d'argent (d'une cinquantaine de nanomètres) au sein de l'empilement de couches diélectriques. Ce nouveau type d'empilement permet d'obtenir une réjection efficace sur une plus large gamme de longueurs d'onde. Il permet également de réaliser les filtres avec un nombre de couches plus restreint (27 couches)¹². Les filtres obtenus ont une largeur à mi-hauteur légèrement plus grande que dans le cas des filtres interférentiels tout diélectrique, mais en optimisant l'empilement on peut descendre à des largeurs à mi-hauteur de l'ordre de la dizaine de nanomètres¹³. Ils proposent enfin un procédé de fabrication permettant d'obtenir une fonction de filtrage passe-bande accordable linéairement. Plus précisément, il s'agit de fabriquer un filtre dont la longueur d'onde varie lors du déplacement du faisceau incident selon une des directions du détecteur¹⁴. L'accordabilité en longueur d'onde est obtenue en faisant varier continuellement l'épaisseur de toutes les couches sauf celle de l'argent,

⁹HOLAH et al., 1974.

¹⁰APFEL, 1965; THELEN, 1965.

¹¹BÄCK et al., 1999a; BÄCK et al., 1999b; HAUPT et al., 2004.

¹²PIEGARI et al., 2006; PIEGARI et al., 2004.

¹³PIEGARI et al., 2006.

¹⁴PIEGARI et al., 2006; PIEGARI et al., 2008.

toujours selon une des directions du détecteur (figure 2.2). Le gradient d'épaisseur est obtenu en introduisant progressivement un masque obturateur au cours du dépôt. Les différentes parties du substrat sont donc exposées au flux de particules durant des temps différents. Un filtre accordable de 400 à 1000 nm a été réalisé grâce à ce procédé.

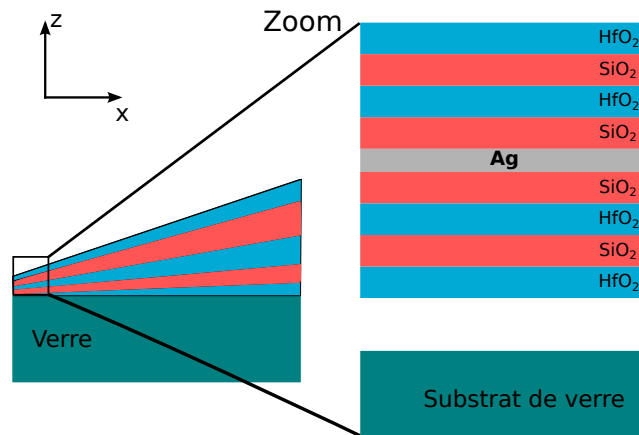


FIGURE 2.2 – Filtre interférentiel multicouche avec épaisseur des couches variable selon l'axe x : la réponse spectrale du filtre obtenu est adaptable en longueur d'onde par déplacement de l'axe optique selon l'axe x . La couche d'argent conserve cependant une épaisseur constante.

La fabrication de composants multicouches dans le moyen-infrarouge nécessite cependant l'utilisation de couches nombreuses et très épaisses (de l'ordre de la longueur d'onde du pic de résonance : l'épaisseur nécessaire sera dix fois plus importante en bande III que dans le visible). Cela conduit à divers types de problèmes tels que le coût et l'absorption des différentes couches. De plus les caméras infrarouges telles que MULTICAM nécessitent l'intégration du composant dans le cryostat d'un détecteur refroidi HgCdTe. Les matériaux des différentes couches ayant des coefficients d'expansion thermique différents, cela peut conduire aux décollements des couches et donc à la destruction du composant au cours des cycles thermiques. Par ailleurs, la réalisation de mosaïques de filtres est difficile avec les filtres interférentiels multicouches. En effet, chaque position spectrale nécessite un nombre et des épaisseurs de couches différents.

Les filtres à base de réseaux sub-longueur d'onde, que nous présentons dans la suite, sont à notre connaissance les meilleurs candidats pour la réalisation de telles matrices de filtres. Nous verrons en effet que l'adaptation en longueur d'onde de ce type de filtres peut se faire en variant uniquement les paramètres latéraux des réseaux (largeur des fentes et période du réseau). Ainsi la fabrication d'une matrice de filtres est rendue possible en une seule étape de lithographie électronique.

2.3 Filtres à base de réseaux métalliques : transmission extraordinaire

Les propriétés optiques des ouvertures sub-longueur d'onde dans les films métalliques ont suscité un grand intérêt depuis la découverte d'une transmission extraordinaire en 1998 par Ebbesen *et al.*¹⁵. Ebbesen a en effet montré qu'un film métallique structuré périodiquement par des trous sub-longueur d'onde a une transmission supérieure à la somme des transmissions des trous considérés individuellement (la transmission « géométrique »). Cette constatation est à l'époque d'autant plus surprenante que les théories prévoient alors, que la transmission à travers un trou sub-longueur d'onde doit être inférieure à la transmission « géométrique ». D'abord Bethe avait établi que la transmission à travers un trou circulaire de diamètre r (avec $r \ll \lambda$) est proportionnelle à $(r/\lambda)^4$ dans le cas d'un film parfaitement conducteur d'épaisseur nulle¹⁶. La transmission aurait donc dû chuter drastiquement à mesure que la longueur d'onde augmentait. Ensuite, Roberts *et al.* avaient traité le cas de la transmission à travers un trou percé dans un film parfaitement conducteur d'épaisseur finie¹⁷. Dans ce cas, le champ électromagnétique dans le trou est évanescent et il s'atténue exponentiellement. Avec son expérience, Ebbesen démontre donc que les transmissions théoriques prédites dans le cas d'un métal parfait ne permettent pas d'expliquer qu'à travers un film de métal réel, un comportement résonant contribue à améliorer la transmission pour certaines longueurs d'onde.

Peu de temps après, la transmission extraordinaire fut également prédite dans les réseaux de fentes unidimensionnels (1D)¹⁸. Un pic de transmission très élevé (de l'ordre de 90%) en polarisation TM (champ magnétique H parallèle aux fentes) apparaît pourvu que le réseau soit suffisamment épais et que l'indice optique du milieu d'entrée soit le même que celui du milieu de sortie. Aujourd'hui dans le cas d'un métal réel, un large consensus attribue cette transmission extraordinaire à deux mécanismes de résonance distincts mettant tous deux en jeu des ondes de surfaces appelées communément *plasmons de surface*. Ces derniers correspondent à l'excitation par la lumière incidente polarisée TM d'un mode d'oscillation collectif d'électrons libres à l'interface d'un métal et d'un diélectrique. L'amplitude de l'onde électromagnétique qui en résulte décroît exponentiellement quand on s'éloigne de l'interface (figure 2.3).

Le premier mécanisme de résonance est dû à l'excitation de plasmons à la surface du réseau (on parlera alors de plasmons horizontaux). Il conduit à des résonances dépendant de l'angle d'incidence et de la période. Le deuxième mécanisme résonant correspond à une résonance de type Fabry-Perot au sein de la cavité verticale formée par les fentes métalliques, et mettant en jeu les plasmons de surface le long des parois de la fente métallique (on parlera de plasmons verticaux). Cette seconde résonance étant localisée dans les fentes, elle est indépendante de l'angle d'incidence. Dans la suite, nous détaillons chacun de ces deux

¹⁵EBBESEN *et al.*, 1998.

¹⁶BETHE, 1944.

¹⁷ROBERTS, 1987.

¹⁸PORTO *et al.*, 1999.

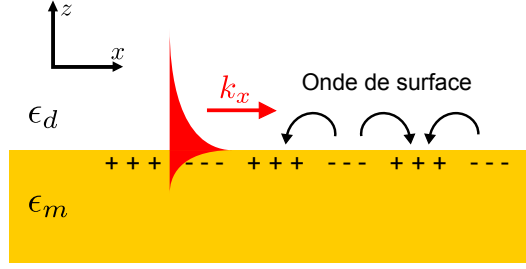


FIGURE 2.3 – Représentation schématique d'un plasmon de surface : la lumière incidente polarisée TM excite un mode d'oscillation collectif d'électrons libres à l'interface d'un métal et d'un diélectrique. L'amplitude de l'onde électromagnétique qui en résulte décroît exponentiellement quand on s'éloigne de l'interface.

mécanismes de résonance.

2.3.1 Résonance plasmonique horizontale

En 1902, Wood observe expérimentalement des variations importantes d'intensité (passage abrupt d'un minimum à un maximum) dans le spectre d'un réseau métallique en réflexion pour des longueurs d'onde voisines de la période. Ces anomalies dépendent de la polarisation de la lumière incidente (elles n'existent que lorsque la lumière incidente est polarisée transverse magnétique (TM))¹⁹. Aucune théorie ne permettait d'expliquer ce phénomène.

En 1907, Lord Rayleigh montre que la transformation d'un ordre de diffraction évanescents en un ordre propagatif (ou inversement) est responsable d'anomalies de transmission qui se produisent aux longueurs d'onde trouvées par Wood²⁰. Ces anomalies ont lieu pour :

$$\frac{1}{\lambda} = \left| \frac{\sin(\theta)}{\lambda} + \frac{m}{d} \right| \quad (2.4)$$

où m est l'ordre de diffraction et d la période du réseau. Mais la théorie de Rayleigh ne permet toujours pas de comprendre complètement la forme des spectres de réflexion, et notamment des maxima de réflexion (qui, on le verra, sont liés au même phénomène physique que celui à l'origine de la transmission extraordinaire décrite par Ebbesen en 1998).

En 1941, Fano explique les variations brutales d'intensité (passage abrupt d'un minimum à un maximum de transmission) à l'aide des ondes de surface de Sommerfeld²¹. Mais ce n'est qu'en 1965 que Hessel et Oliner distinguent les deux origines des anomalies de Wood²². Les minima de transmission sont liés à l'apparition ou disparition d'ordres diffractés. Les maxima de transmission sont attribués à des ondes de surface : les plasmons de surface.

Une onde plane incidente ne peut pas exciter directement les plasmons de surface car le

¹⁹WOOD, 1902.

²⁰RAYLEIGH, 1907.

²¹FANO, 1941.

²²HESEL et al., 1965.

vecteur d'onde de la lumière incidente est plus petit que le vecteur d'onde des plasmons de surface k_{spp} dans le cas d'une interface air/métal non structurée :

$$k_0 < k_{spp} = k_0 \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\epsilon_m} + 1}} \quad (2.5)$$

où ϵ_m est la permittivité du métal et k_0 le vecteur d'onde incident dans l'air.

Le réseau permet l'excitation des plasmons en ajoutant le terme $2m\pi/d$ à la composante $k_x = k_0 \sin(\theta)$ du vecteur d'onde incident :

$$k_x^{(m)} = k_0 \sin \theta + \frac{2m\pi}{d} = k_{spp} \quad (2.6)$$

où $k_x^{(m)}$ désigne les différents ordres diffractés par le réseau. En première approximation, le vecteur d'onde k_{spp} des plasmons à la surface du réseau peut être considéré comme identique à celui des plasmons sur une surface non structurée. L'excitation de ces plasmons de surface, dits « horizontaux » (en rouge sur la figure 2.4), provoque des phénomènes de résonance (aux longueurs d'onde vérifiant l'équation 2.6) qui dépendent à la fois de la période du réseau d et de l'angle d'incidence θ .

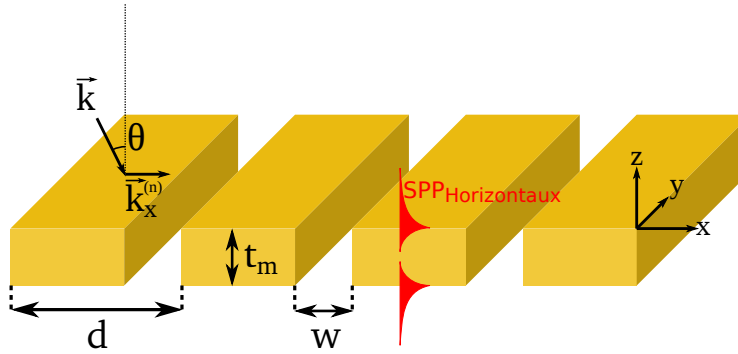


FIGURE 2.4 – Résonances plasmoniques horizontales dans les réseaux métalliques de fentes. Rouge : plasmons de surfaces (SPP) horizontaux excités grâce à l'ajout du terme $2m\pi/d$ à la composante $k_x = k_0 \sin(\theta)$ du vecteur d'onde incident via le réseau.

Cependant, Porto *et al.*²³ montrent que l'amplitude maximale de la transmission extraordinaire est reliée à l'épaisseur du réseau. La figure 2.5 illustre cette constatation dans le cas d'un réseau métallique de période $d=2110$ nm et de fente $w=200$ nm. Notamment si l'épaisseur du réseau est trop faible (voir la courbe rouge de la figure 2.5 correspondant à une épaisseur de 100 nm), il n'y a pas de transmission extraordinaire. Les résonances de surface horizontales n'expliquent donc pas à elles seules les mécanismes mis en jeu dans la transmission extraordinaire des réseaux métalliques. Des phénomènes de résonance verticale jouent également un rôle.

²³PORTO *et al.*, 1999.

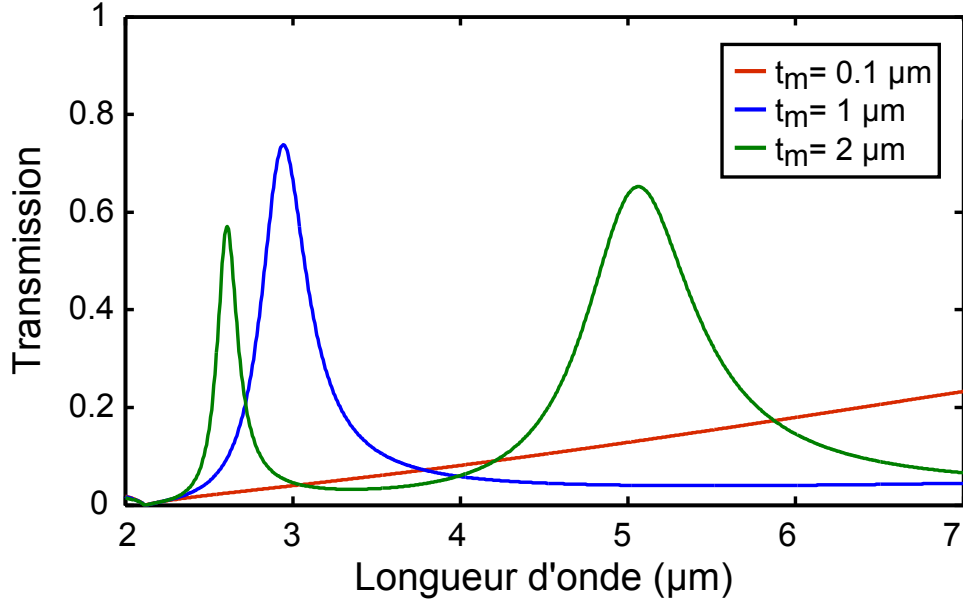


FIGURE 2.5 – Spectres de transmission calculés pour des réseaux métalliques unidimensionnels suspendus de différentes épaisseurs. Le métal considéré ici est de l'or ; la période du réseau est de $d=2110$ nm et la largeur des fentes est de $w=200$ nm.

2.3.2 Résonance plasmonique verticale

Dans un réseau métallique, les fentes peuvent être considérées comme des guides d'onde plans. Lorsqu'elles sont très étroites, seul le mode fondamental TM du guide est propagatif. Les autres modes sont évanescents et sont atténués sur une longueur plus faible que l'épaisseur des fentes. En fait, pour un réseau épais, le mode TM fondamental naît du couplage des plasmons se propageant le long des parois verticales de la fente (voir les courbes bleues sur la figure 2.6)²⁴. L'indice effectif de ce mode est supérieur à l'indice du diélectrique présent dans la fente. Collin *et al.* en donnent son expression au premier ordre²⁵ :

$$n_{\text{eff}} = n \left(1 + \frac{\delta}{w} \right) \quad (2.7)$$

où n est l'indice du diélectrique dans la fente, δ est l'épaisseur de peau et w est la largeur de la fente.

Cette expression montre que plus les fentes sont étroites, plus l'indice effectif du mode est élevé. Pour de larges fentes, au contraire, l'indice effectif du mode est approximativement égal à celui du diélectrique dans les fentes. Ainsi plus les fentes sont fines, plus la rupture d'impédance entre l'intérieur des fentes et les milieux d'entrée et de sortie augmente. Une résonance de type Fabry-Pérot, se met en place dans les fentes par réflexions multiples du mode guidé aux extrémités de la fente (voir les courbes vertes sur la figure 2.6). La

²⁴COLLIN et al., 2001.

²⁵COLLIN et al., 2007.

référence²⁶ montre que, sous incidence normale, la résonance responsable de la transmission extraordinaire est essentiellement verticale. Une description analytique plus complète des résonateurs métal/absorbant/métal et de leur combinaison est décrite dans le travail de Koechlin *et al.*²⁷.

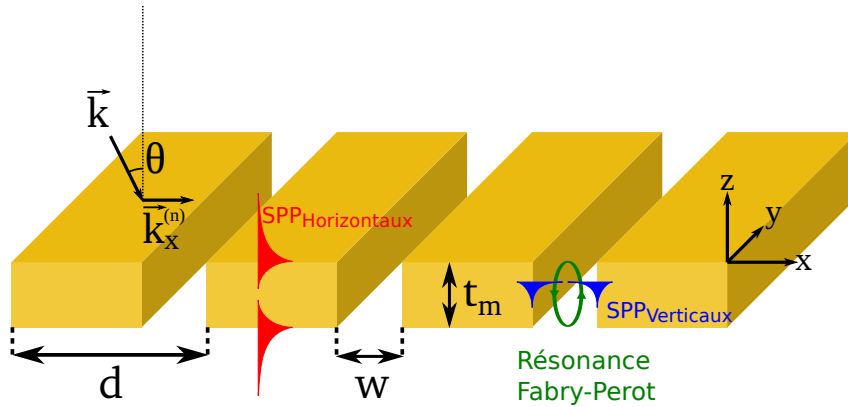


FIGURE 2.6 – Résonances plasmoniques dans les réseaux métalliques de fentes. Rouge : plasmons de surfaces (SPP) horizontaux excités à la surface du réseau. Bleu : plasmons de surfaces verticaux. Leur couplage conduit à une augmentation de l'indice effectif du mode dans les fentes. Pour une épaisseur de métal suffisante, une résonance de type Fabry-Pérot se met en place dans les fentes par réflexions multiples des plasmons verticaux aux extrémités de la fente (en vert).

2.3.3 Synthèse sur l'origine de la transmission extraordinaire

La transmission extraordinaire à travers un réseau métallique sub-longueur d'onde est finalement le résultat de deux mécanismes de résonance. L'onde incidente se couple avec le mode fondamental guidé par les fentes en partie directement et en partie par l'intermédiaire des plasmons de surface horizontaux de la face d'entrée. De même, sur la face de sortie, le mode guidé par les fentes se couple avec une onde propagative dans le milieu de sortie en partie directement et en partie par l'intermédiaire des plasmons de surface horizontaux de la face de sortie. Le couplage entre les plasmons des faces d'entrée et de sortie via la fente est d'autant plus efficace que les indices des deux milieux sont égaux²⁸. On obtient donc des transmissions plus importantes avec des structures symétriques.

2.3.4 Mise en évidence expérimentale

La première mise en évidence expérimentale de la transmission extraordinaire dans un réseau métallique unidimensionnel suspendu (de façon à obtenir une structure symétrique) a été réalisée par notre équipe au cours de la thèse de Grégory Vincent²⁹. Le schéma de la structure

²⁶COLLIN *et al.*, 2002.

²⁷KOECHLIN *et al.*, 2013.

²⁸PORTO *et al.*, 1999.

²⁹VINCENT, 2008.

fabriquée ainsi qu'une photo de cette structure prise au microscope électronique à balayage (MEB) sont représentés sur la figure 2.7. Le procédé de fabrication de cette structure est décrit dans la référence³⁰.

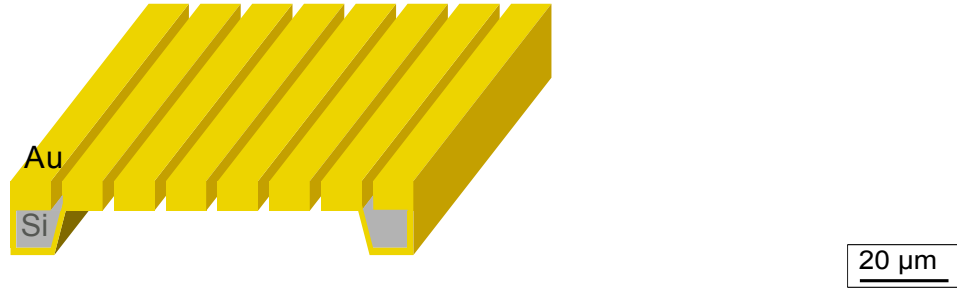


FIGURE 2.7 – Schéma du réseau métallique unidimensionnel suspendu fabriqué par notre équipe en 2008 (VINCENT, 2008) et photo prise au microscope électronique à balayage (MEB) de cette structure. La photo MEB illustre les barreaux d'or suspendus reposant sur le substrat à leur extrémité.

Une matrice de 11 filtres destinée à être intégrée dans la caméra MULTICAM a également été réalisée au cours de cette thèse. La position spectrale des différents filtres pouvant être ajustée en jouant uniquement sur la période et la largeur des fentes, les différents filtres sont réalisés simultanément en une même étape de lithographie électronique. Une photo de cette matrice de filtres, ainsi que sa caractérisation expérimentale en transmission sont représentés sur la figure 2.8. On peut voir que les filtres ont une forte transmission mais que leur taux de réjection est perfectible. Ces filtres sont par ailleurs polarisants en TM (conformément à ce que prédit la théorie).

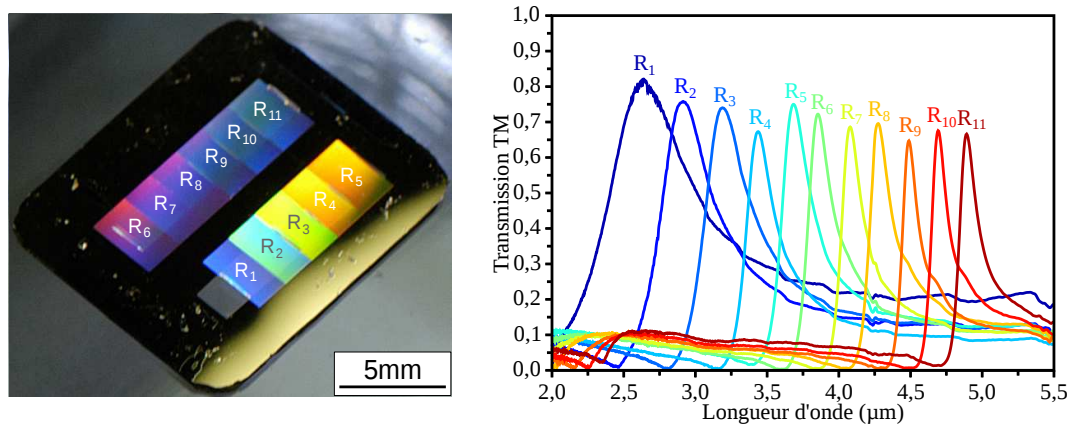


FIGURE 2.8 – Photo de la matrice de filtres fabriquée et spectres mesurés en transmission de chacun des 11 filtres.

Une revue complète sur la transmission extraordinaire a été réalisée par Garcia-Vidal

³⁰VINCENT et al., 2008.

*et al.*³¹. Elle regroupe toutes les études faites sur ce sujet tant d'un point de vue théorique qu'expérimental. Des travaux sur les fentes 1D, différentes formes d'ouvertures 2D, dans le cas apériodique (fente ou ouverture unique) et périodique y sont présentés.

2.4 Filtres à base de résonance de mode guidé

Les filtres à *résonance de mode guidé* (qu'on notera GMR dans la suite pour Guided Mode Resonance) ont été introduits pour la première fois par Magnusson et Wang dans les années 1990³² sur la base des travaux de P. Vincent et M. Nevière³³ et de E. Popov *et al*³⁴. Le concept de résonateur optique sous-jacent repose sur l'idée de coupler les ordres diffractés par un réseau (purent diélectrique) vers un guide d'onde. On peut établir un parallèle avec le cas précédent d'un réseau de fentes métallique : nous avons vu que la transmission extraordinaire provient de l'excitation des plasmons horizontaux par les ordres diffractés (introduits par le réseau) et de l'excitation du mode fondamental d'un guide d'onde plan vertical formé par les fentes du réseau. Dans le cas des filtres GMR, les ordres diffractés par le réseau se couplent directement aux modes propres du guide d'onde qui, par ailleurs, est horizontal dans ce cas. Dans la première structure proposée par Magnusson et Wang le guide d'onde est formé du réseau de diffraction lui-même (figure 2.9a). C'est la raison pour laquelle certains groupes ont par la suite nommé ces filtres, *filtres à réseaux résonants*³⁵. Mais ces structures sont généralement composées d'un ou plusieurs réseaux de diffraction et d'une ou plusieurs couches minces jouant le rôle de guide d'onde. Les réseaux de diffraction sont conçus pour que les ordres diffractés se couplent avec les modes propres du guide d'onde³⁶ (figure 2.9).

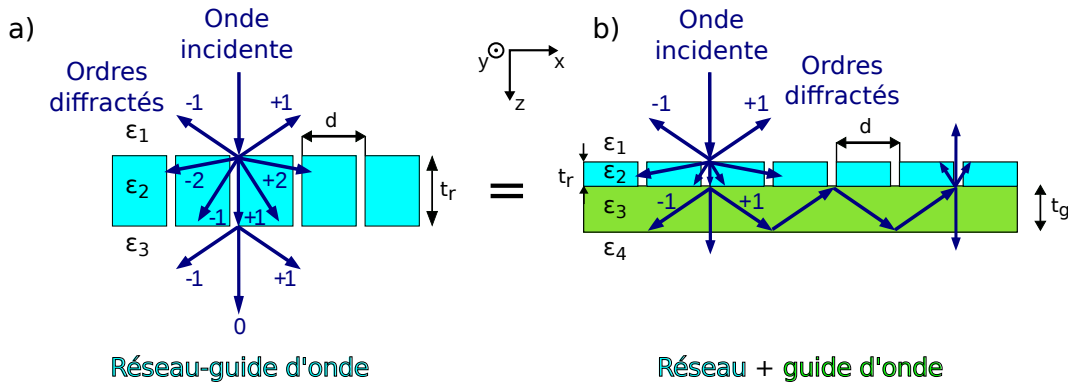


FIGURE 2.9 – Principe des filtres à *résonance de mode guidé* : les ordres diffractés par le réseau de diffraction se couplent avec les modes propres d'un guide d'onde horizontal. a) Le guide d'onde est le réseau lui-même. b) Réseau et guide d'onde sont des éléments dissociés.

³¹GARCIA-VIDAL et al., 2010.

³²MAGNUSSON et al., 1992; WANG et al., 1990.

³³VINCENT et al., 1979.

³⁴POPOV et al., 1986.

³⁵FEHREMBACH et al., 2002; FEHREMBACH et al., 2005; SENTENAC et al., 2005.

³⁶FEHREMBACH et al., 2002; SHARON et al., 1997.

Ces structures GMR ont suscité un fort intérêt depuis la proposition de Magnusson et Wang, notamment grâce à leurs propriétés spectrales intéressantes : la forme de leur pic est quasiment symétrique, leur taux de réjection est bon (voir figure 2.11 par exemple), et ils sont très sélectifs spectralement (largeur à mi-hauteur de quelques nanomètres seulement). Au cours des quinze dernières années, de nombreuses structures tout-diélectrique ont été étudiées théoriquement pour la réalisation de filtres coupe-bande³⁷, de filtres passe-bande³⁸, de filtres réfléchissants ou antiréfléchissants large bande³⁹ ou encore de filtres réfléchissants multiples en forme de peigne⁴⁰.

La première structure passe-bande proposée par Magnusson *et al.* en 1995⁴¹ est un réflecteur de Bragg multicouches, incluant un ou deux réseaux (figure 2.10). Cette structure fortement réfléchissante sur toute une gamme de longueurs d'onde, permet néanmoins l'établissement d'un pic de transmission fin à la longueur d'onde de résonance grâce à l'effet GMR. Cette structure présente toutefois un certain nombre d'inconvénients : (i) le réflecteur de Bragg ne fonctionne que sur une gamme restreinte de longueurs d'onde, (ii) il est conçu pour n'être efficace que sous incidence normale pour cette gamme de longueur d'onde, et (iii) le procédé de fabrication d'une structure multicouche est particulièrement compliqué dans les gammes du moyen et du lointain infrarouge et, comme nous l'avons expliqué, les structures multicouches ne sont pas robustes mécaniquement et thermiquement.

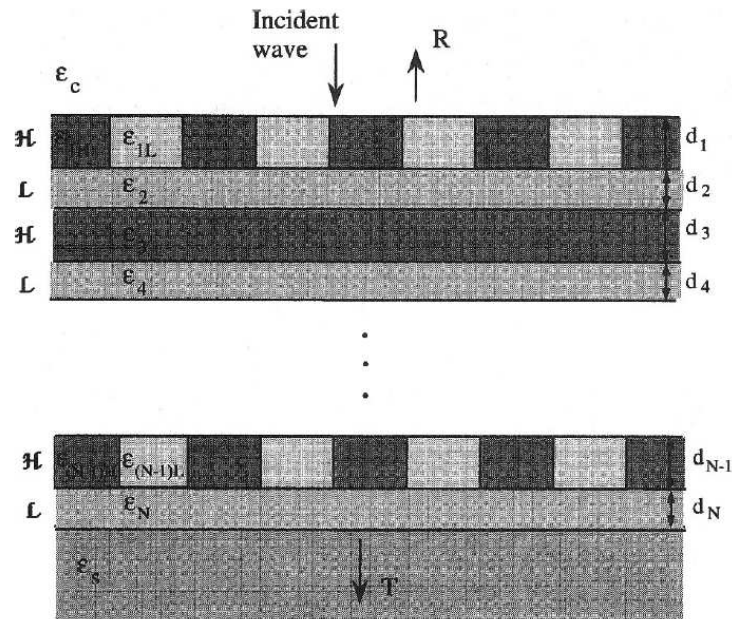


FIGURE 2.10 – Schéma de la première structure GMR passe-bande proposée par Magnusson en 1995 (MAGNUSSON *et al.*, 1995). Seul l'ordre 0 est propagatif dans cette structure. Tous les ordres diffractés supérieurs sont évanescents.

³⁷DESTOUCHES *et al.*, 2006 ; STENZEL, 2004 ; WU *et al.*, 2006.

³⁸DING *et al.*, 2004a ; MAGNUSSON *et al.*, 1995 ; TIBULEAC *et al.*, 2001.

³⁹DING *et al.*, 2004b ; WANG *et al.*, 1994.

⁴⁰M. 2012.

⁴¹MAGNUSSON *et al.*, 1995.

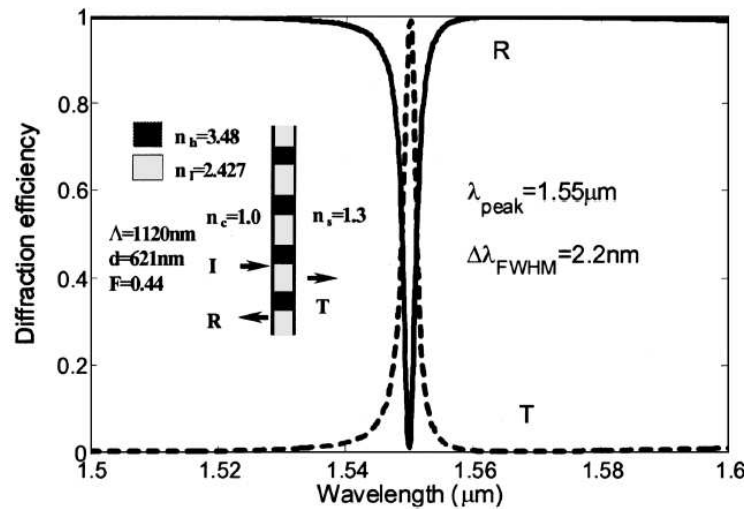


FIGURE 2.11 – Structure simplifiée d'un filtre passe-bande GMR : un unique réseau de diffraction permet d'obtenir un filtre en transmission centré sur $\lambda_R = 1.55 \mu\text{m}$. Sa largeur à mi-hauteur est de 2.2 nm, sa tolérance angulaire de 1.74° . Les indices des matériaux constituant le réseau sont respectivement de 2.427 et de 3.48. La période est de 1120 nm et le facteur de remplissage est de 0.44 (DING et al., 2004a).

En 2001, Tibuleac et Magnusson optimisent à l'aide d'un algorithme génétique, de nouvelles structures GMR destinées à du filtrage passe-bande avec un nombre plus restreint de couches (de 2 à 4 couches)⁴². Les structures conçues ont une largeur à mi-hauteur (FWHM) très fine (de l'ordre du nanomètre), un très bon taux de rejection (transmission hors résonance $< 1\%$) proche du pic de transmission et une forte transmission. Plus tard en 2004, Magnusson publie avec Ding une nouvelle structure passe-bande extrêmement simple basée sur un seul réseau de diffraction (figure 2.11). Ils y expliquent la difficulté de concevoir un filtre en transmission. Il est notamment difficile d'obtenir une structure fortement réfléchissante à l'aide d'une simple couche de diélectrique. La structure qu'ils proposent permet d'obtenir une faible transmission sur une gamme restreinte de longueurs d'onde grâce à la forte modulation du réseau de diffraction qui permet l'établissement de deux types de résonances. La faible transmission de fond est obtenue grâce à l'excitation du mode de fuite TE_2 par les ordres diffractés ± 1 évanescents. Le pic de transmission lui, est dû à l'excitation du mode de fuite TE_0 par les ordres diffractés ± 2 évanescents. La largeur à mi-hauteur des pics dépend de la force de couplage entre les ordres diffractés et les modes du guide : plus la force de couplage est grande plus le pic s'élargit. Ding *et al.* s'arrangent alors pour avoir un fort couplage des ordres diffractés ± 1 vers le mode TE_2 , de façon à obtenir un large pic en réflexion (fond de transmission faible). Au contraire, ils cherchent à minimiser le couplage des ordres diffractés ± 2 avec le mode TE_0 de façon à obtenir cette fois un pic de transmission fin. En première approximation, la force de couplage est proportionnelle à ϵ_q/ϵ_0 où ϵ_q est la $q^{\text{ème}}$ harmonique de la décomposition en série de Fourier de la permittivité du réseau. Ding *et al.* proposent alors de choisir le facteur de remplissage du réseau de façon à ce que ϵ_1/ϵ_0 soit très grand devant ϵ_2/ϵ_0 . Cette méthode permet d'obtenir, sur une gamme

⁴²TIBULEAC et al., 2001.

restreinte de longueurs d'onde, un fort pic de transmission centré sur $\lambda_R=1.55 \mu\text{m}$ et de largeur à mi-hauteur 2.2 nm (figure 2.11). La tolérance angulaire de ce filtre est estimée à 1.74° , ce qui est faible.

Les études suivantes s'attachent à jouer sur ces forces de couplage pour proposer des filtres indépendants de la polarisation ou des filtres avec une meilleure tolérance angulaire sous incidence normale⁴³ ou sous incidence oblique⁴⁴. Nous reviendrons sur ces concepts dans la suite de ce manuscrit.

2.5 Conclusion : le choix des filtres GMR

Dans ce deuxième chapitre, nous avons décrit les différents concepts permettant de réaliser des filtres spectraux dans l'infrarouge. Les filtres de Lyot, ou les filtres basés sur des lames de cristaux liquides, ou encore les filtres accordables par voie acousto-optique ne sont pas adaptés au cahier des charges que nous nous sommes fixés pour la réalisation d'un spectro-imageur instantané. En effet ils ne permettent pas la réalisation de matrice de filtres. Les filtres Fabry-Perot ou à empilements de Bragg ne sont pas adaptés non plus, d'abord parce qu'ils manquent de robustesse mécanique lors des cycles de température et ensuite parce que la réalisation d'une matrice contenant ce type de filtres se révélerait être un challenge technologique, chaque position spectrale nécessitant un empilement de couches (d'épaisseurs individuelles proches de $1 \mu\text{m}$) différent. Les filtres à base de réseaux sub-longueur d'onde sont les meilleurs candidats pour la réalisation de matrices de filtres, puisque l'adaptation de la position spectrale de ces filtres peut se faire en variant simplement les paramètres latéraux des réseaux (largeur des fentes et période du réseau). L'ensemble des filtres de la matrice peut alors être réalisé en une seule étape de lithographie.

Les filtres réalisés lors de la thèse de Grégory Vincent, basés sur des réseaux métalliques suspendus épais, ont une réjection largement améliorable et ils sont polarisants (transmission uniquement en TM). Les filtres GMR, basés également sur des réseaux de diffraction sub-longueur d'onde, ont quant à eux de très bonnes propriétés spectrales : forme quasiment symétrique des pics, grande efficacité de réjection et grande sélectivité spectrale. Le concept est donc intéressant pour notre application. Cependant, les filtres GMR tout diélectrique ne sont pas adaptés au cahier des charges que nous nous sommes fixés. Leur sélectivité extrêmement grande (FWHM de quelques nanomètres), leur très faible tolérance angulaire (inférieure à 2°) et leur taux de réjection efficace sur une gamme très restreinte de longueurs d'onde sont autant d'entorses à notre cahier des charges. Pour contourner ces défauts, nous avons proposé d'inclure un réseau métallique de fentes très étroites au sein de la structure GMR. Le réseau métallique assure une structure réfléchissante sur une large gamme de longueurs d'onde et sur une large gamme angulaire. Le pic de transmission est obtenu grâce à une couche mince de diélectrique jouant le rôle de guide d'onde. Nous avons donc proposé et étudié des structures GMR métal-diélectriques permettant de réaliser des matrices de

⁴³FU et al., 2009 ; WANG et al., 2009.

⁴⁴BOYKO et al., 2009 ; FEHREMBACH et al., 2005 ; FEHREMBACH et al., 2011 ; XU-HUI et al., 2010.

filtres passe-bande. La deuxième partie de ce manuscrit s'attache à décrire en détail les propriétés de ce nouveau type de filtre GMR.

Deuxième partie

Filtres à résonance de mode guidé métal-diélectrique

Chapitre

3

Filtres à résonance de mode guidé métal-diélectriques

Sommaire

3.1 Mécanisme de transmission et propriétés du filtre passe-bande .	40
3.1.1 Mécanisme de transmission et conception du filtre	40
3.1.2 Résonance de Fano	43
3.1.3 Accordabilité du pic de résonance	44
3.1.4 Conclusion	46
3.2 Détermination exacte des modes propres d'une structure avec pertes	47
3.2.1 Détermination exacte du nombre de racines	49
3.2.2 Théorème de Newton : recherche numérique des solutions	55
3.2.3 Conclusion	57
3.3 Méthodes de fabrication et caractérisation optique	58
3.3.1 Procédé de fabrication	58
3.3.2 Banc de caractérisation optique	61
3.4 Comportement de divers filtres vis-à-vis de la polarisation . . .	62
3.4.1 Caractérisation optique des structures fabriquées	62
3.4.2 Comparaison mesures/calculs	65
3.4.3 Conclusion	68
3.5 Conclusion	69

DANS LA PARTIE précédente, nous avons vu que les filtres à base de résonance de mode guidé (noté GMR pour « guided mode resonance ») présentent des propriétés spectrales particulièrement intéressantes et ce, pour différentes raisons : la forme symétrique de leur pic de transmission, la grande efficacité de leur réjection et leur grande sélectivité spectrale. Je décris dans ce chapitre le travail que j'ai effectué autour d'une nouvelle structure de type GMR. Cette structure diffère des structures purement diélectriques présentées au chapitre précédent puisqu'elle est composée d'un réseau métallique de fentes étroites et d'un guide d'onde en diélectrique. L'introduction d'un réseau métallique permet d'obtenir une structure fortement réfléchissante sur une large gamme de longueurs d'onde et sur une large gamme angulaire, ce qui était difficilement atteignable avec simplement une ou plusieurs couches de diélectrique. Par ailleurs les filtres GMR tout diélectrique sont très sélectifs : la largeur à mi-hauteur de leurs pics est extrêmement fine (de l'ordre de quelques nanomètres seulement). Or nous avons vu que l'imagerie multispectrale infrarouge nécessite plutôt des pics de transmission de largeur à mi-hauteur de l'ordre de la centaine de nanomètres. Le

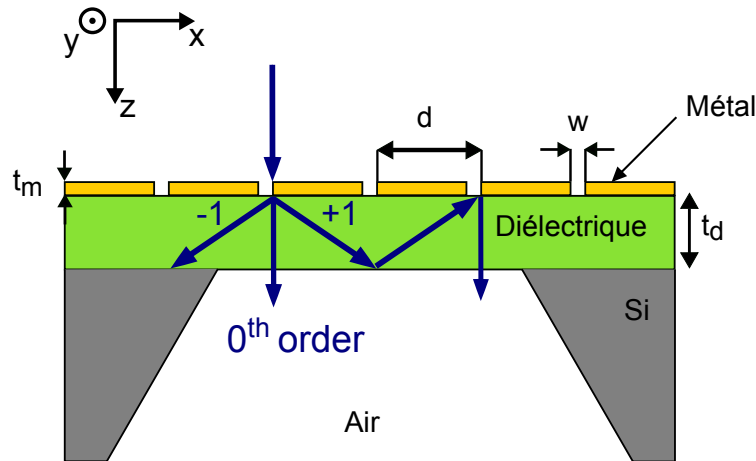


FIGURE 3.1 – Structure suspendue constituée d'un réseau métallique et d'un guide d'onde en diélectrique. Les flèches bleues schématisent le mécanisme de résonance du composant.

choix d'utiliser un réseau métallique permet, à cause des pertes du métal, d'élargir le pic de transmission. Les filtres passe-bande GMR métal-diélectriques sont donc de bons candidats pour l'imagerie multispectrale infrarouge. Nous décrirons dans ce chapitre, les propriétés de ces filtres et les divers types de comportements pouvant être obtenus à partir de ce nouveau concept de composant.

3.1 Mécanisme de transmission et propriétés du filtre passe-bande

3.1.1 Mécanisme de transmission et conception du filtre

Le nouveau composant est constitué d'une couche mince en diélectrique sur laquelle est déposé un réseau métallique (figure 3.1). La couche mince de diélectrique doit jouer le rôle d'un résonateur horizontal de type guide d'onde. A l'interface diélectrique/réseau, les fentes du réseau métallique étant très étroites, le coefficient de réflexion est fort. Pour que la couche de diélectrique soit un guide d'onde efficace pour les ordres diffractés par le réseau, il faut également un fort contraste d'indice entre la couche mince de diélectrique et le milieu situé en dessous de cette couche. L'idéal est que l'indice du substrat soit égal à 1, *i.e* que la structure soit suspendue. Mais la structure fonctionne également avec un substrat d'indice de réfraction peu élevé tel que le saphir ($n=1.7$). Dans ce cas, on peut choisir une couche guidante d'indice plus élevé (par exemple du carbure de silicium SiC ou du germanium Ge) pour garder un bon contraste d'indice entre les deux couches. La résonance dans la structure a lieu lorsque les ordres diffractés par le réseau se couplent à l'un des modes propres du guide d'onde diélectrique. Au cours de cette thèse, j'ai réalisé des structures suspendues dans un premier temps puis des structures sur substrat de saphir. Dans ce chapitre, les structures

présentées seront exclusivement suspendues. Les structures sur substrat de saphir seront étudiées dans la troisième partie de ce manuscrit (section 6.1).

L'épaisseur t_m du réseau métallique est de l'ordre de la centaine de nanomètres. Ainsi, il est trop peu épais pour que des résonances de type Fabry-Pérot puissent être générées dans les fentes aux longueurs d'onde de l'infrarouge (l'indice effectif du mode fondamental transverse magnétique (TM) restant proche de 1) : le réseau métallique est un simple réseau de diffraction et ne peut mener seul à une transmission extraordinaire¹ (cf. 2.4). Cependant son épaisseur est suffisante et ses fentes suffisamment étroites pour que toutes les ondes de polarisation TE (transverse électrique) soient réfléchies : seul le mode fondamental TM (champ magnétique parallèle aux fentes unidimensionnelles) peut être transmis par le réseau². Par ailleurs, la période du réseau est choisie de façon à ce que les ordres de diffraction ± 1 soient propagatifs dans la couche de diélectrique, et évanescents dans l'air sous incidence normale : seul l'ordre 0 est transmis dans l'air. Les ordres $+1$ et -1 diffractés sont piégés dans la couche mince en diélectrique qui constitue le résonateur horizontal de type guide d'onde. Encore une fois, comme les fentes du réseau métallique sont très étroites ($\frac{w}{d} \approx 0.1$), le coefficient de réflexion à l'interface diélectrique/réseau est fort. De plus les ordres de diffraction ± 1 sont en réflexion totale interne à l'interface diélectrique/air ($d < \lambda_R < n_{\text{diel}}d$ sous incidence normale, λ_R étant la longueur d'onde de résonance et n_{diel} l'indice de réfraction du guide d'onde diélectrique). Ainsi, la résonance a lieu lorsque les ordres ± 1 diffractés par le réseau se couplent à l'un des modes propres du guide d'onde diélectrique, et ce pour une longueur d'onde spécifique λ_R . La transmission est assurée dans l'ordre 0 par un second couplage des ordres de diffraction ± 1 avec le réseau. Ce mécanisme de « résonance de mode guidé » permet une transmission quasi-totale du composant à λ_R . Hors de la résonance, la transmission du composant est très faible puisque le réseau a des fentes très étroites. Dans notre cas, nous avons choisi une épaisseur de diélectrique suffisamment fine pour qu'un seul pic de résonance existe sous incidence normale.

La figure 3.2 représente le spectre calculé sous incidence normale et avec une polarisation transverse magnétique (champ magnétique H parallèle aux fentes) d'un composant unidimensionnel (1D) avec un réseau d'or et un guide d'onde en nitrure de silicium SiN_x suspendu. Le calcul a été réalisé avec une méthode modale, dite « B-Splines », développée en interne par Patrick Bouchon pendant sa thèse³. Cette méthode repose sur la décomposition du champ électromagnétique sur une base de B-Splines, d'où son nom. L'indice de réfraction du SiN_x est fixé à 2, ce qui est cohérent avec des valeurs mesurées dans notre laboratoire. Pour l'or, nous utilisons un modèle de Drude : $\epsilon(\lambda) = 1 - [(\lambda_p/\lambda + i\gamma) \lambda_p/\lambda]^{-1}$ avec $\lambda_p = 1.5895 \cdot 10^{-7} \text{m}$ et $\gamma = 0.0077$, également cohérent avec le comportement électromagnétique observé sur les structures en or réalisées dans notre laboratoire. Ce modèle de Drude pour l'or sera utilisé dans toute la suite de cette thèse. Les paramètres pris pour le calcul sont $d = 2110 \text{ nm}$, $w = 200 \text{ nm}$, $t_m = 100 \text{ nm}$, $t_d = 650 \text{ nm}$. Comme le montre la figure 3.2, le maximum de transmission est important (environ 80% de transmission en polarisation TM), la forme du pic de transmission est presque symétrique et l'intensité hors-résonance

¹PORTO et al., 1999.

²COLLIN et al., 2007 ; LALANNE et al., 2000.

³BOUCHON et al., 2010.

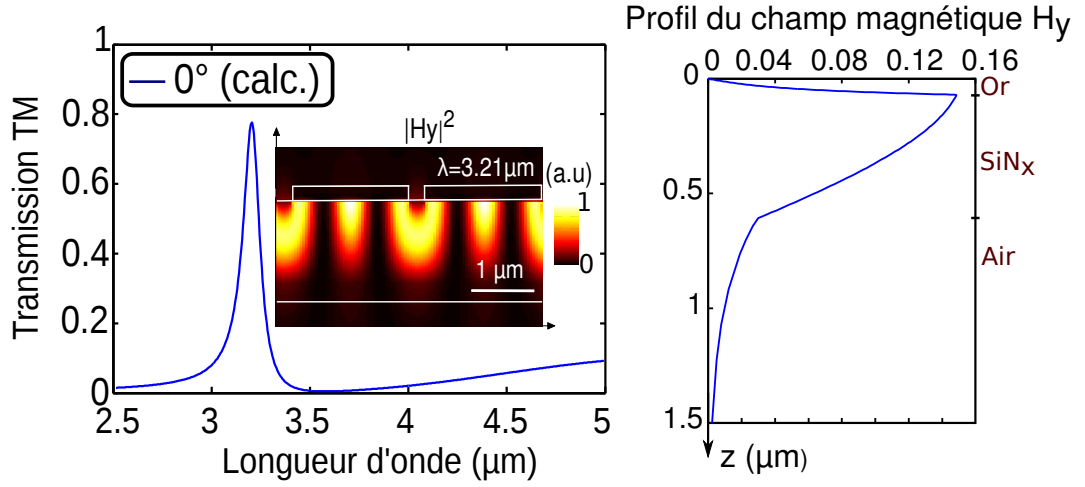


FIGURE 3.2 – Gauche : Spectre en transmission calculé en polarisation TM et sous incidence normale pour une structure avec un réseau d’or et une couche de diélectrique en SiN_x; $d = 2110$ nm, $w = 200$ nm, $t_m = 100$ nm, $t_d = 650$ nm. Encart : Intensité du champ magnétique $|H_y|^2$ calculée sous incidence normale à la longueur d’onde de résonance $\lambda_R = 3.21$ μm. Droite : Amplitude du champ magnétique $|H_y|$ en fonction de z , pour le mode propre TM du guide d’onde, calculée dans le cas d’une couche d’or continue (guide d’onde or/SiN_x/air). L’amplitude est maximale à l’interface entre l’or et le nitrure de silicium SiN_x.

est inférieure à 8.5% jusqu’à $\lambda = 5$ μm. L’encart de la figure 3.2 montre l’intensité du champ magnétique $|H_y|^2$ à la longueur d’onde de résonance $\lambda_R = 3.21$ μm. La forte localisation du champ dans la couche de diélectrique met en évidence le piégeage de la lumière dans le guide d’onde en SiN_x à la résonance. On remarque que le champ magnétique dans la structure est plus intense à l’interface avec l’or qu’à l’interface avec l’air. En première approximation, les modes propres du guide d’onde en SiN_x peuvent être calculés dans le cas où l’or est une couche épaisse et continue déposée sur une couche de SiN_x d’épaisseur t_d (voir la méthode de détermination exacte des modes propres dans la section 3.2). A la longueur d’onde de résonance, on peut aussi estimer ces modes propres avec la méthode modale B-Splines (en considérant un réseau or/SiN_x/air et en estimant les modes verticaux dans la couche de SiN_x). Le profil du champ magnétique H_y de ce mode propre excité sous incidence normale a justement été tracé à l’aide de la méthode modale B-Spline sur la figure 3.2. Le champ H_y est effectivement maximal à l’interface avec l’or (figure 3.2). Cette allure du champ dans la couche de SiN_x est un premier élément mettant en évidence le mécanisme de résonance de mode guidé. La démonstration détaillée de ce mécanisme sera faite dans le quatrième chapitre (section 4.1).

Nous verrons également qu’une variété de filtres peut être obtenue suivant la géométrie du réseau (réseau unidimensionnel 1D, ou réseau bidimensionnel 2D). Cet aspect sera détaillé dans la partie 3.4. Dans la première partie de ce chapitre, nous traiterons uniquement le cas 1D, mais nous verrons dans la partie 3.4 que les propriétés des structures 2D se déduisent de celles des structures 1D.

3.1.2 Résonance de Fano

Les phénomènes de résonance sont généralement décrits par des lorentziennes. En effet, les effets d'interférence entre deux phénomènes physiques dans un milieu sont rares dans les mécanismes de résonance courants. En 1961, Ugo Fano découvre un nouveau type de résonance en étudiant le phénomène d'autoionisation des atomes d'hélium⁴. La résonance mise alors en évidence repose sur l'interférence entre un état discret autoionisé et un continuum d'états. Contrairement aux lorentziennes, les résonances de type « Fano » ont une forme asymétrique et suivent la loi suivante :

$$I \propto \frac{(F\gamma + \omega - \omega_0)^2}{(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2}$$

où ω_0 et γ sont des paramètres standards qui règlent la position et la largeur de la résonance ; F , appelé le *paramètre de Fano*, décrit le degré d'asymétrie du pic. La particularité des résonances de Fano est de posséder un minimum de transmission à proximité d'un maximum de transmission. Leur origine microscopique provient de la succession d'une interférence constructive et d'une interférence destructive entre une résonance discrète et étroite et une ligne spectrale large (voire continue). Plus récemment, des résonances de Fano ont été identifiées dans des nanoparticules plasmoniques⁵, des cristaux photoniques⁶ et des métamatériaux électromagnétiques⁷. Dans ce type de structure, les résonances de Fano sont attribuées à l'interférence entre un canal de fond non-résonant et un canal résonant⁸.

Le spectre de transmission du filtre passe-bande métal-diélectrique à base de résonance de mode guidé a la forme caractéristique d'une résonance de Fano, avec un maximum de transmission proche d'un minimum de transmission. Cet aspect résulte de l'interférence entre deux canaux de transmission interférant constructivement ou destructivement. Le premier canal de transmission est celui d'une transmission directe à travers la structure (flèches en pointillés sur l'encart de la figure 3.3). Le second canal est celui d'une transmission dans l'ordre 0 après couplage et guidage des ordres diffractés ± 1 dans le guide d'onde en SiN_x (flèches en trait plein sur l'encart de la figure 3.3). La courbe rouge de la figure 3.3 représente le spectre de transmission calculé pour une structure 1D avec $d = 2110$ nm, $w = 200$ nm, $t_m = 100$ nm, $t_d = 650$ nm et $n_{\text{SiN}_x} = 2$. La courbe bleue est le spectre de transmission de la même structure mais sans le canal direct. Pour tracer cette courbe bleue, nous avons artificiellement imposé dans le calcul un coefficient de transmission nul entre le réseau métallique et l'ordre 0 du diélectrique ($t_{00} = 0$), tandis que la transmission vers les ordres diffractés ± 1 notée t_{01} sur la figure 3.3 est autorisée. Sur la courbe bleue, on voit que le zéro de Fano disparaît : sans le canal direct, il n'y a plus d'interférence destructive. Par contre, le pic de transmission principal, résultant de l'excitation des modes propres du guide d'onde via les ordres diffractés ± 1 , est maintenu.

⁴FANO, 1961.

⁵HAO et al., 2008 ; MIRIN et al., 2009 ; SONNEFRAUD et al., 2010.

⁶COLLIN et al., 2010 ; KLEIN et al., 2005.

⁷CHRIST et al., 2008 ; FEDOTOV et al., 2007.

⁸BANDOPADHYAY et al., 2004 ; GENET et al., 2003 ; SARRAZIN et al., 2003.

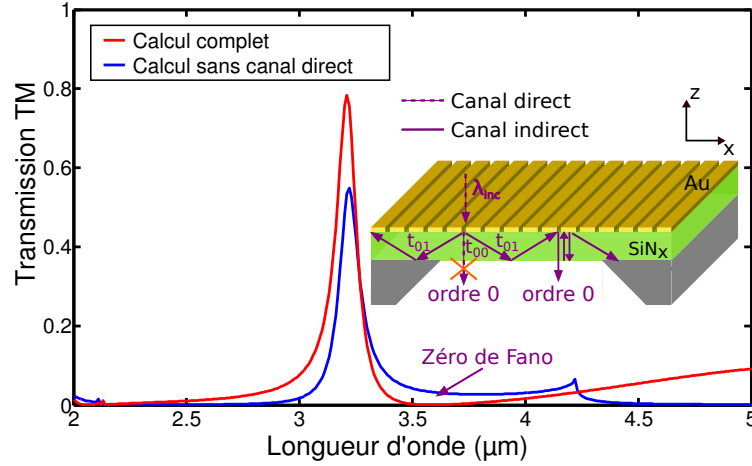


FIGURE 3.3 – Interprétation de la résonance de type Fano. Encart : représentation des canaux de transmission direct et indirect. Courbe rouge : spectre de transmission calculé sous incidence normale en polarisation TM avec les paramètres géométriques suivant : $d = 2110$ nm, $w = 200$ nm, $t_m = 100$ nm, $t_d = 650$ nm et $n_{\text{SiN}_x} = 2$. Courbe bleue : spectre de transmission calculé dans les mêmes conditions que la courbe rouge mais sans canal direct (la transmission dans l'ordre 0 du réseau métallique vers le SiN_x est fixée à 0 dans le calcul).

Etant donné que les résonances de Fano sont dues à l'interférence entre deux résonateurs ou plus, elles possèdent une forte sensibilité aux changements de géométries ou d'environnements locaux : de petits changements peuvent entraîner de grands décalages du pic de résonance. Cet aspect mis en avant dans la revue de Luk'yanchuk *et al.*⁹ est un atout pour la réalisation de matrices de filtres pour l'imagerie multispectrale. Dans le paragraphe suivant, nous montrons la grande accordabilité des filtres passe-bande métal-diélectriques à base de résonance de mode guidé.

3.1.3 Accordabilité du pic de résonance

La réalisation du spectro-imageur décrit dans la section 1.2.1, nécessite la conception d'une matrice de filtres, dont chaque filtre sélectionne une fenêtre spectrale différente. Nous rappelons qu'il est important que l'accordabilité puisse se faire avec les seuls paramètres géométriques latéraux (période d et largeur des fentes w), de façon à ce que la fabrication de tous les filtres ne nécessite qu'une seule étape de lithographie électronique. Dans le cas du filtre passe-bande décrit en figure 3.1, la longueur d'onde de résonance peut être adaptée avec d et w . Nous avons pu établir les règles de conception suivantes :

1. La longueur d'onde de résonance augmente quand la période d du filtre augmente.
2. La longueur d'onde de résonance diminue quand la largeur des fentes w augmente.

⁹LUK'YANCHUK *et al.*, 2010.

3. Augmenter conjointement la période et la largeur des fentes permet de garder constante la longueur d'onde de résonance tout en augmentant le maximum de transmission et la largeur à mi-hauteur.

Ce dernier point est illustré sur la figure 3.4a, où sont représentés des filtres à trois longueurs d'onde de résonance ($4.22 \mu\text{m}$, $4.67 \mu\text{m}$ et $5.01 \mu\text{m}$). Pour chacune de ces trois longueurs d'onde de résonance, deux filtres sont représentés avec des périodes d et des largeurs de fentes w d'abord faibles puis plus grandes ($t_m = 100 \text{ nm}$, $t_d = 750 \text{ nm}$, $n_{\text{SiN}_x} = 2$ pour tous les filtres). On peut ainsi adapter le facteur de qualité du filtre en fonction du type d'application visée. La figure 3.4b représente l'accordabilité spectrale possible pour des structures ayant des épaisseurs de réseau et de SiN_x constantes : le maximum de transmission (axe de droite) et la position spectrale du pic de transmission (axe de gauche) sont tracés en fonction de la période du réseau. A chaque période, la largeur des fentes est ajustée pour maximiser la transmission tout en gardant une transmission hors bande-passante inférieure à 10% à $\lambda = \lambda_R \pm 2 \mu\text{m}$. On remarque qu'en faisant varier la période de $2.2 \mu\text{m}$ à $4 \mu\text{m}$, on peut faire varier la position du pic de transmission de $3.5 \mu\text{m}$ à $5 \mu\text{m}$, tout en gardant un maximum de transmission supérieur à 70%.

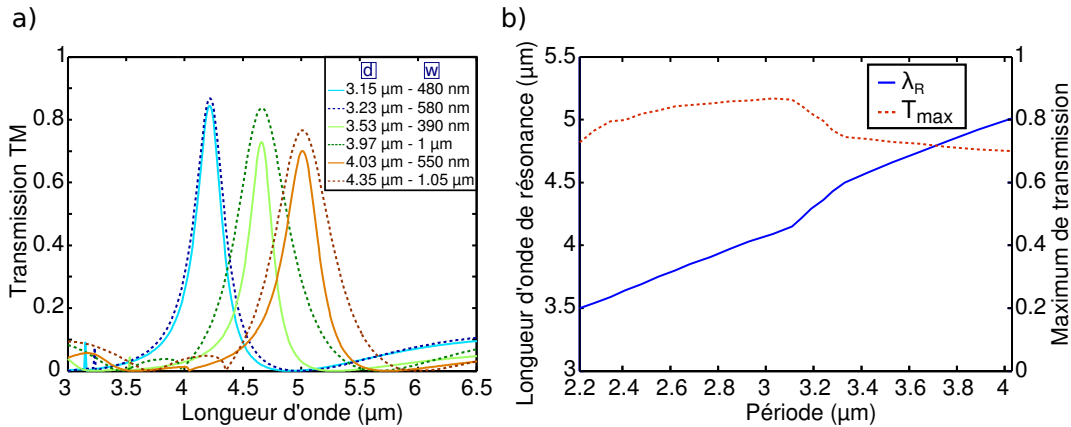


FIGURE 3.4 – Propriété d'accordabilité de la structure GMR métal-diélectrique. a) Contrôle du facteur de qualité à longueur d'onde de résonance fixée en adaptant w et d ; démonstration pour trois longueurs d'onde de résonance ($4.22 \mu\text{m}$, $4.67 \mu\text{m}$ et $5.01 \mu\text{m}$). b) Maximum de transmission (axe de droite) et position spectrale (axe de gauche) tracés en fonction de la période du réseau pour des structures d'épaisseurs de réseau et de SiN_x constantes ($t_m = 100 \text{ nm}$ et $t_d = 750 \text{ nm}$) ; la largeur des fentes est ajustée pour maximiser la transmission tout en gardant une réjection inférieure à 10% à $\lambda_R \pm 2 \mu\text{m}$.

L'accordabilité en longueur d'onde de résonance à épaisseur constante a bien entendu ses limites. Elle permet de balayer une certaine gamme spectrale (de largeur $\sim 2.5 \mu\text{m}$ sur la bande II de l'atmosphère). Cependant pour changer de gamme spectrale, il est possible d'adapter l'épaisseur de diélectrique : les pics de résonance se déplacent vers les basses longueurs d'onde quand l'épaisseur de diélectrique diminue.

TABLE 3.1 – Paramètres géométriques de différentes structures conçues pour le visible ($t_m = 100 \text{ nm}$, $n_{\text{SiN}_x} = 2$)

$\lambda_R \text{ (nm)}$	$T_{\max} \text{ (\%)}$	$t_d \text{ (nm)}$	$w \text{ (nm)}$	$d \text{ (nm)}$
766	78.73	270	60	390
698	74.94	240	65	350
648	67.61	220	70	320
578	69.24	190	100	390
544	62.1	180	110	260

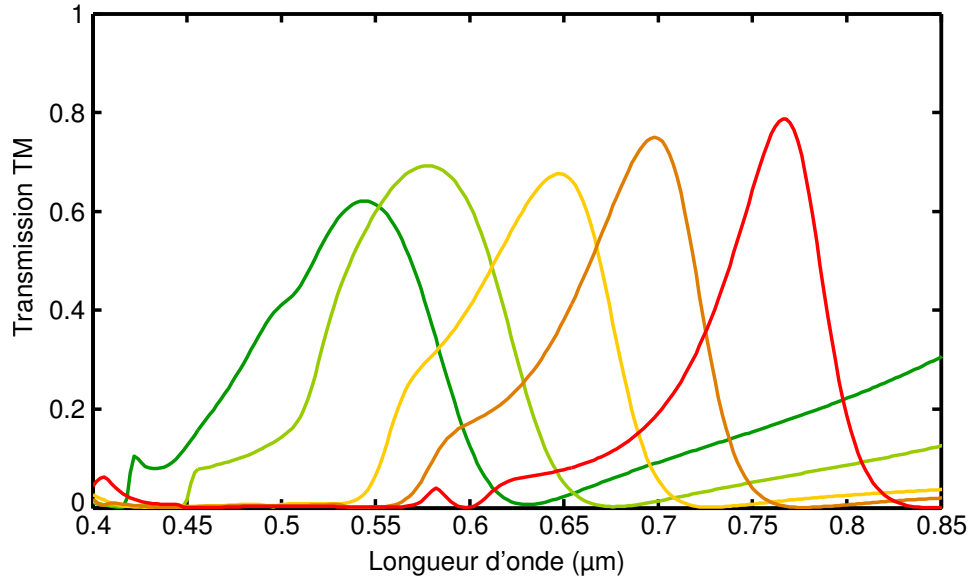


FIGURE 3.5 – Spectres calculés pour différents filtres dans le visible. Les paramètres géométriques de ces structures sont répertoriés dans le tableau 3.1

Des filtres peuvent aussi être conçus dans le visible. La figure 3.5 montre 5 filtres dimensionnés pour différentes longueurs d'onde de résonance dans le visible, toujours avec des réseaux 1D. Les paramètres géométriques de ces filtres sont résumés dans le tableau 3.1. Ces structures ne répondent plus tout à fait au critère $w \ll d$: on remarque que moins ce critère est respecté plus la forme des pics se dégrade. En revanche, on garde le caractère totalement réfléchissant en TE car la condition $w < \lambda_R/2$ reste vérifiée.

3.1.4 Conclusion

Dans la première partie de ce chapitre, j'ai introduit le mécanisme de résonance de mode guidé qui a servi à la conception et au dimensionnement des structures filtrantes composées d'un réseau métallique déposé sur une membrane diélectrique. La forme de Fano des spectres a été attribuée à l'interférence entre le canal direct (qu'emprunte l'ordre 0 traversant directement la structure) et le canal indirect (que suit la lumière diffractée dans les ordres ± 1). Cette résonance de type Fano induit notamment une capacité de grande accordabilité de

la structure qui est très sensible aux changements de géométries. Dans les chapitres qui suivront, j'étudierai de manière plus détaillée le mécanisme de résonance de mode guidé. Pour cela, il est nécessaire de pouvoir déterminer tous les modes propres d'un guide d'onde asymétrique métal/diélectrique/air sans exception et de manière exacte. Cette recherche de modes propres fait l'objet du chapitre suivant.

3.2 Détermination exacte des modes propres d'une structure avec pertes

Déterminer les modes propres d'une structure avec pertes revient en réalité à chercher les zéros d'une équation à valeur complexe. La recherche numérique de ces zéros se fait toujours par itérations à partir de points de départ. L'algorithme traque les racines jusqu'à ce qu'un critère de convergence soit atteint. Cependant les méthodes numériques employées ne permettent pas d'être certain que tous les zéros sans exception sont trouvés¹⁰. Une méthode consiste par exemple à partir de zéros connus à une longueur d'onde donnée ou à une épaisseur de matériau donnée, et à suivre les lignes de zéros au fur et à mesure que le paramètre (longueur d'onde ou épaisseur) évolue. Une difficulté est que ces lignes de zéros peuvent se croiser dans le plan complexe. On risque alors de perdre un mode dans le calcul. L'enjeu de cette section est de donner une méthode permettant de déterminer tous les zéros de l'équation à valeur complexe sans exception et de manière exacte.

Nous allons illustrer cette méthode en étudiant le problème des modes propres d'un guide d'onde plan à pertes de permittivité ϵ_2 et d'épaisseur t_d (milieu *cœur*), entouré de deux milieux semi-infinis différents de permittivité ϵ_1 et ϵ_3 (milieux *gainés*), avec $[\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3]$ à valeur complexe (milieux à pertes) et $\text{Re}(\epsilon_2) > \text{Re}(\epsilon_1, \epsilon_3)$. Pour un système plan entouré de deux milieux semi-infinis, la solution générale d'un champ électromagnétique est de la forme $f(z) \exp(ik_x x - i\omega t)$. Dans ces deux milieux semi-infinis, il est la superposition de deux ondes planes inhomogènes : $f(z) = a_+ \exp(ik_z z) + a_- \exp(-ik_z z)$ (figure 3.6a). Dans un premier temps, nous définissons les modes propres d'un point de vue très mathématique comme une solution qui ne contient plus qu'une seule onde dans les milieux semi-infinis (figure 3.6b). Dans un second temps, nous ferons le tri entre les modes propres qui ont un sens physique et ceux qui n'en ont pas.

Afin de déterminer tous les modes propres de ce guide asymétrique sans exception et de manière exacte, il faut résoudre une équation modale qui peut au demeurant être rencontrée dans d'autres problèmes scientifiques que celui du guide d'onde asymétrique étudié ici (équation modale d'un guide d'onde avec condition de pseudo-périodicité par exemple).

Un schéma du guide d'onde est représenté sur la figure 3.7. Pour établir l'équation modale régissant ce système, on décompose le champ dans le milieu 2 en deux ondes inhomogènes et on écrit que l'onde effectuant un aller-retour à x fixé dans le guide d'onde en se réfléchissant sur chacune des parois des deux milieux semi-infinis qui l'entourent, doit revenir à son état

¹⁰LALANNE et al., 2007.

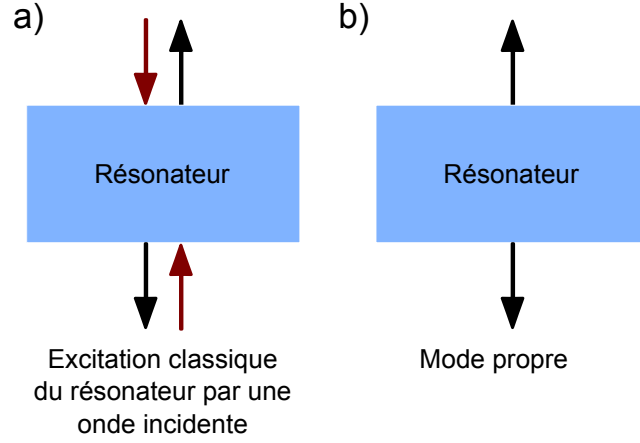


FIGURE 3.6 – Gauche : schéma de l'excitation classique d'un résonateur par des ondes incidentes qui peuvent venir du milieu supérieur ou inférieur au résonateur (flèches rouge). Chaque milieu contient deux ondes : une onde transmise et une onde réfléchie. Droite : Définition du mode propre. Les milieux d'entrée et de sortie ne contiennent qu'une seule onde.

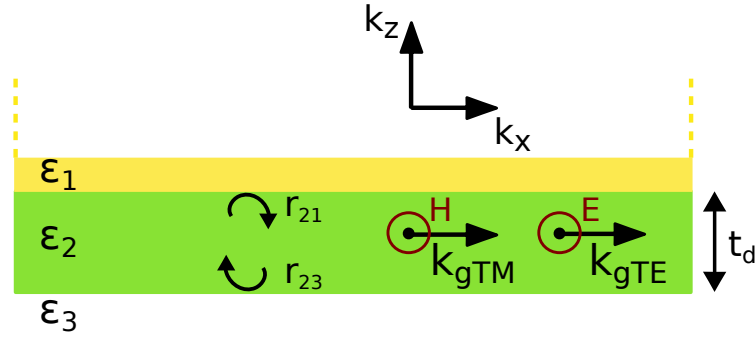


FIGURE 3.7 – Schéma du guide d'onde de permittivité ϵ_2 et d'épaisseur t_d , entouré de deux milieux semi-infinis de permittivités ϵ_1 et ϵ_3 . r_{ij} indique le coefficient de réflexion à l'interface des milieux i et j avec $i=2$ et $j=1$ ou 3 . Les vecteurs d'onde des modes guidés sont notés k_g et ils peuvent être polarisés (k_{gTM} , $\vec{H} \parallel \vec{y}$) ou (k_{gTE} , $\vec{E} \parallel \vec{y}$).

initial. L'équation modale de ce type de système est de la forme :

$$r_{21}r_{23} \exp(2ik_{2z}t_d) - 1 = 0 \quad (3.1)$$

Les coefficients de réflexion de Fresnel r_{21} et r_{23} s'écrivent :

$$\begin{cases} r_{21} = \frac{\epsilon_p k_{2z} - \epsilon_q k_{1z}}{\epsilon_p k_{2z} + \epsilon_q k_{1z}} \\ r_{23} = \frac{\epsilon_r k_{2z} - \epsilon_q k_{3z}}{\epsilon_r k_{2z} + \epsilon_q k_{3z}} \end{cases} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} k_{1z} = \pm \sqrt{\epsilon_1 k_0^2 - k_x^2} \\ k_{2z} = \pm \sqrt{\epsilon_2 k_0^2 - k_x^2} \\ k_{3z} = \pm \sqrt{\epsilon_3 k_0^2 - k_x^2} \end{cases}$$

Dans le cas TE, $\epsilon_p = \epsilon_q = \epsilon_r = 1$. Dans le cas TM, $\epsilon_p = \epsilon_1$, $\epsilon_q = \epsilon_2$, $\epsilon_r = \epsilon_3$. Il n'y a pas lieu d'imposer dès à présent le signe des racines. Les huit combinaisons de k_{1z} , k_{2z} et k_{3z}

(correspondant aux deux signes de la racine) sont considérées simultanément. Cet aspect sera détaillé dans la suite.

Les modes propres TE ont le champ électrique E orthogonal au plan xz de propagation des ondes. Au contraire, les modes propres TM ont le champ magnétique H orthogonal à ce plan.

A une longueur d'onde donnée, l'équation modale à résoudre est une équation transcendante à une inconnue, k_x , fournissant les solutions $f(z) \exp(ik_x x - i\omega t)$, avec k_x complexe. Nous pourrions aussi imposer k_x et chercher ω complexe.

3.2.1 Détermination exacte du nombre de racines

Pour illustrer notre propos avec un premier exemple plus simple. Considérons un guide d'onde dont la gaine est constituée d'argent ($n_{Ag} = 0.22 + 6.71i$) de part et d'autre et d'un cœur en diélectrique non absorbant (d'indice de réfraction $n_{diel} = 3$) d'épaisseur 500 nm.

La figure 3.8 représente la somme des valeurs absolues des parties réelles et imaginaires de l'équation transcendante (3.1) en fonction des parties réelles et imaginaires de k_x (méthode basique pour trouver des points de départ) à une longueur d'onde de 1 μm . Cette équation a 4 zéros. Le maillage pris pour tracer la figure 3.8 de gauche est trop grossier et les modes 3 et 4 apparaissent confondus : on passe à côté d'un des modes propres. La figure de droite est un zoom de la première figure qui met en évidence les modes 3 et 4.

Théorème des résidus

Le théorème des résidus permet d'obtenir avec exactitude le nombre de zéros se situant dans un contour donné¹¹. Plus précisément, ce théorème énonce que si la fonction $F(k_x)$ ne comporte aucun zéro et aucun pôle sur son contour alors :

$$\frac{1}{2i\pi} \oint_C \frac{1}{F(k_x)} \frac{dF}{dk_x} dk_x = Z - P \quad (3.2)$$

avec Z le nombre de zéros et P le nombre de pôles de $F(k_x)$ se situant dans le contour.

Il est ainsi possible de vérifier si certains modes ont été perdus. Etant donné que seul le nombre de zéros nous intéresse, nous prenons pour $F(k_x)$ le terme de gauche de l'équation (3.1) multiplié par son dénominateur $(\epsilon_p k_{2z} + \epsilon_q k_{1z})(\epsilon_r k_{2z} + \epsilon_q k_{3z})$, de façon à ce qu'elle n'ait aucun pôle sur le contour considéré.

$$F(k_x) = (\epsilon_p k_{2z} - \epsilon_q k_{1z})(\epsilon_r k_{2z} - \epsilon_q k_{3z}) \exp(2ik_{2z}t_d) - (\epsilon_p k_{2z} + \epsilon_q k_{1z})(\epsilon_r k_{2z} + \epsilon_q k_{3z}) \quad (3.3)$$

C'est une fonction analytique continument dérivable pourvu que les deux signes des

¹¹ ANEMOGIANNIS et al., 1999 ; GOHBERG et al., 1971.

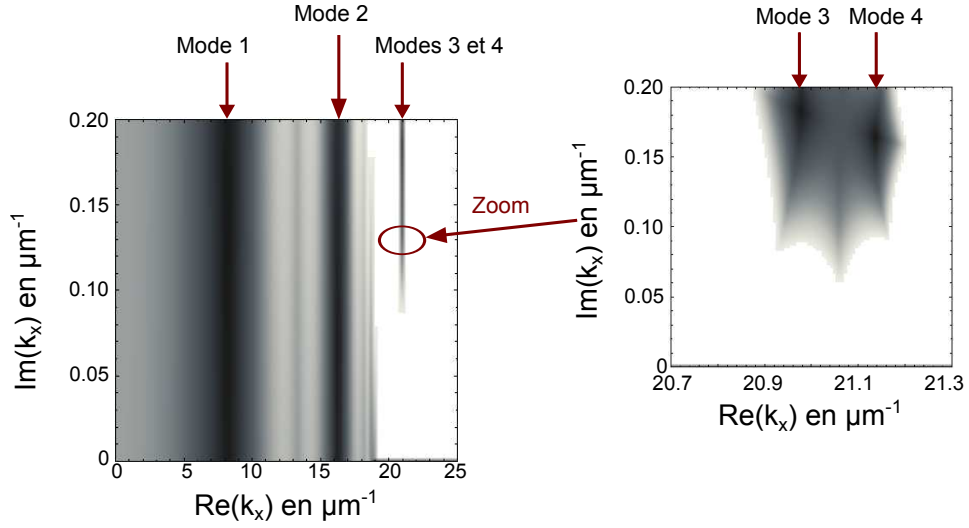


FIGURE 3.8 – Somme des valeurs absolues des parties réelles et imaginaires de l'équation modale (3.1) tracée en fonction des parties réelles et imaginaires de k_x pour un guide d'onde Ag/Diel/Ag à une longueur d'onde de $1\ \mu\text{m}$ ($n_{\text{Ag}} = 0.22 + 6.71i$, $n_{\text{diel}} = 3$ et l'épaisseur du diélectrique est de $500\ \text{nm}$). Cette équation comporte 4 zéros, indiqués par des flèches rouges sur les figures. La figure de gauche a un maillage trop grossier pour différencier le mode 3 du mode 4. La figure de droite est un zoom de la première figure qui met en évidence les modes 3 et 4.

racines de k_{1z} , k_{2z} et k_{3z} soient considérés simultanément.

Conradi *et al.*¹² utilise par exemple ce théorème des résidus pour déterminer avec exactitude les modes d'une cavité verticale pour lasers. Nous proposons dans la suite, une variante topologique du théorème des résidus permettant de s'affranchir de l'intégrale. Nous l'avons baptisée « la méthode 4 couleurs ».

Méthode topologique 4 couleurs

La méthode consiste à représenter l'équation modale 3.3 en fonction des parties réelles et imaginaires de k_x en quatre cadrans. Plus précisément, quatre couleurs différentes sont utilisées suivant que la partie réelle ou imaginaire de $F(k_x)$ est positive ou négative (voir figure 3.9) : la zone verte correspond à $\text{Re}[F(k_x)] > 0$ et $\text{Im}[F(k_x)] > 0$; la zone jaune à $\text{Re}[F(k_x)] < 0$ et $\text{Im}[F(k_x)] > 0$; la zone bleue à $\text{Re}[F(k_x)] < 0$ et $\text{Im}[F(k_x)] < 0$; et la zone rouge à $\text{Re}[F(k_x)] > 0$ et $\text{Im}[F(k_x)] < 0$. L'équation modale est analytique, donc proche d'un zéro simple k_{x0} elle vaut :

$$F(k_x) = \alpha(k_x - k_{x0}) + \mathcal{O}(k_x - k_{x0})^2 \quad (3.4)$$

Autour du zéro, le plan complexe est translaté de k_{x0} , dilaté de $|\alpha|$ et tourné de $\arg(\alpha)$. Les zéros simples de l'équation modale se trouvent donc toujours au point-frontière de quatre

¹²CONRADI, 1999.

cadrans. Le même raisonnement montre que les zéros doubles sont à la frontière de 8 cadrans et ainsi de suite pour les zéros multiples.

Pour représenter cette équation modale en quatre cadrans de couleurs différentes, il est nécessaire de tracer plusieurs « surfaces quatre cadrans » correspondant aux différents signes des racines de k_{1z} , k_{2z} et k_{3z} . Il s'agit donc de tracer huit surfaces quatre cadrans. La figure 3.9 représente deux surfaces « quatre cadrans » obtenues quand on trace l'équation modale $F(k_x)$ en fonction des parties réelles et imaginaires de k_x avec l'équation (3.3) dans le cas d'un guide d'onde constitué d'un diélectrique d'indice $n=3$ et entouré de part et d'autre d'argent (donc $k_{1z}=k_{3z}$). L'argent constitue deux demi-espaces infinis (champ nul à l'infini). Le calcul de la figure 3.9a a été réalisé avec un signe positif devant la racine de k_{2z} , tandis que la figure 3.9b a été tracée avec l'autre signe. Ces deux figures présentent des discontinuités au même endroit représentées par des lignes blanches (et une paire de ciseaux) sur le schéma. Dans la suite, nous appelons ces discontinuités des *coupures*. Les deux feuillets peuvent se raccorder l'un à l'autre au niveau des coupures, formant ainsi une surface de Riemann qui, elle, est continue. La position des coupures est en fait arbitraire et dépend de la définition qu'on donne à la racine carrée. Dans la détermination classique, la racine change brusquement de signe lorsque $\sqrt{\epsilon_i k_0^2 - k_x^2}$ traverse le demi-axe réel négatif. En effet lorsque les logiciels numériques calculent la racine carrée $k_{iz} = \sqrt{\epsilon_i k_0^2 - k_x^2}$, ils choisissent automatiquement la racine se trouvant dans le demi-espace $\text{Re} > 0$. Pour rendre les figures plus lisibles (*i.e.* que la position des coupures soit à un endroit aisé pour le raccord des feuillets dans le plan complexe), nous avons choisi la détermination décrite à la figure 3.10 : la valeur de la racine carrée considérée est toujours celle appartenant au demi-espace représenté en vert sur la figure.

Les coupures démarrent, quelle que soit le choix de la détermination de la racine carrée, de $k_x = \pm \sqrt{\epsilon_i} k_0$ (quand $\epsilon_i k_0^2 - k_x^2$ s'annule). Les coupures liées à l'argent (qui démarrent à $k_x = \pm \sqrt{\epsilon_{Ag}} k_0$ avec $\epsilon_{Ag} = (0.22 + 6.71i)^2$) démarrent à une valeur bien plus élevée que celles liées au diélectrique (situées à $k_x = \pm \sqrt{\epsilon_{diel}} k_0$). Sur la figure 3.9a, les coupures liées à l'argent sont hors du cadre, on ne voit que celles liées au diélectrique. Pour obtenir la surface complète, il est donc suffisant de ne tracer que deux surfaces quatre cadrans sur les huit donnant l'équation modale complète.

Il est possible de compter le nombre de zéros de l'équation modale grâce à ces deux graphes. En effet, les zéros se situent aux points-frontières de quatre cadrans de couleurs différentes. Chaque cadran rouge, vert, jaune, ou bleu est donc relié à un zéro. Des arguments de topologie permettent d'affirmer que ces zones-cadrans partiront vers l'infini sans jamais se croiser. Ainsi, si on définit un contour suffisamment grand (bords de la surface « quatre-cadrans »), il suffit de compter le nombre de fois qu'apparaît un cadran jaune (ou rouge ou vert ou bleu) sur le contour, pour obtenir le nombre de zéros se situant au sein du contour. Si le maillage choisi est trop grossier aux alentours d'un zéro pour le distinguer d'un autre zéro très proche, on peut en revanche affirmer que plus loin au niveau du contour, la couleur jaune liée à ce zéro existe quant à elle quand même. Comme nous recherchons des modes guidés, les zéros qui nous intéressent sont ceux situés sur l'axe des k_x réels ou très proches de celui-ci. On a choisi un contour adapté pour ne prendre en compte que les zéros associés aux

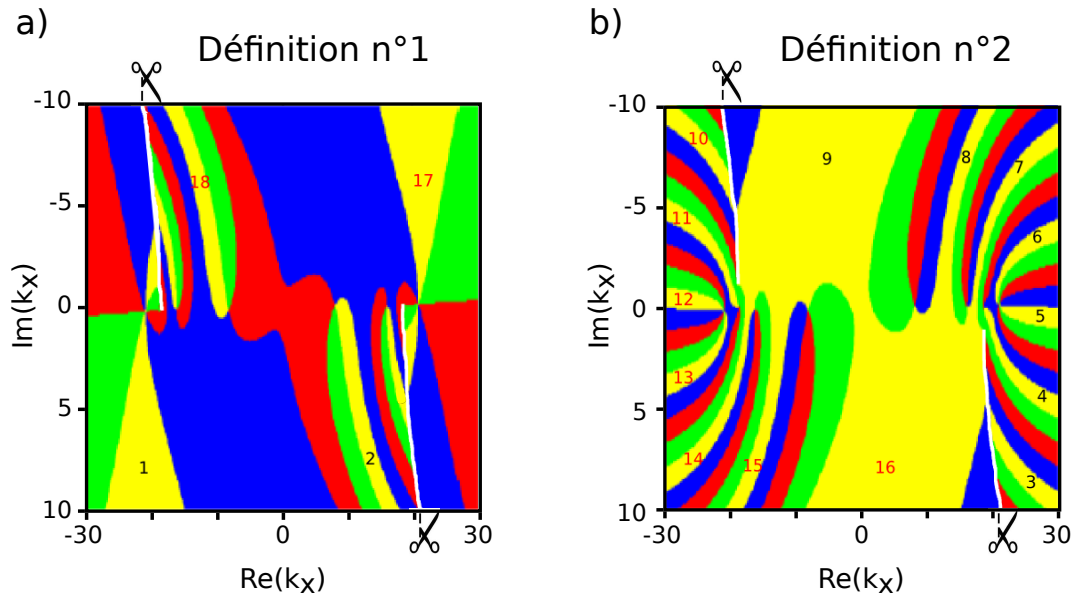


FIGURE 3.9 – Equation modale, $F(k_x)$, tracée en fonction des parties réelles et imaginaires de k_x . Zone verte : $\text{Re}[F(k_x)] > 0$ et $\text{Im}[F(k_x)] > 0$; Zone jaune : $\text{Re}[F(k_x)] < 0$ et $\text{Im}[F(k_x)] > 0$; Zone bleue : $\text{Re}[F(k_x)] < 0$ et $\text{Im}[F(k_x)] < 0$; Zone rouge : $\text{Re}[F(k_x)] > 0$ et $\text{Im}[F(k_x)] < 0$. Graphe de gauche : $F(k_x)$ est tracée avec un signe positif devant la racine de k_{2z} . Graphe de droite : $F(k_x)$ est tracée avec un signe négatif devant la racine de k_{2z} . Les traits blancs représentent les coupures. Les chiffres comptent le nombre de zéro.

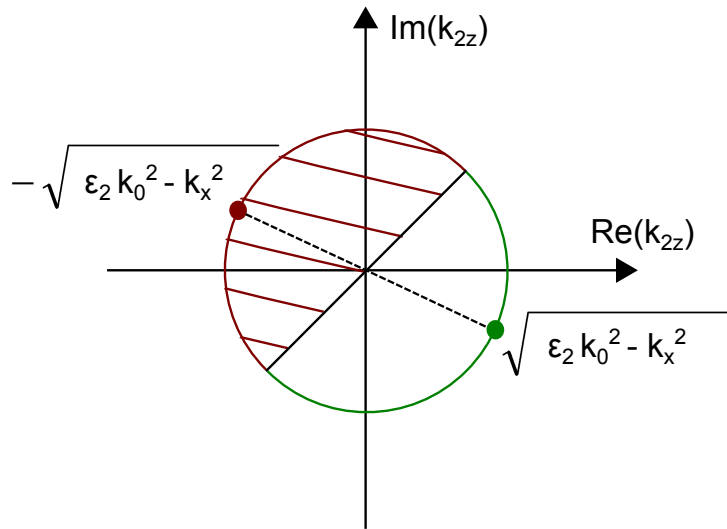


FIGURE 3.10 – Représentation dans le plan complexe de $k_{2z} = \sqrt{\epsilon_2 k_0^2 - k_x^2}$ et de son opposé. La résolution de cette racine carrée par l'algorithme numérique prend automatiquement la racine se trouvant dans le demi-espace surligné en vert. Quand la valeur de k_x évolue, on peut ainsi passer brutalement d'une racine à son opposée. C'est ce que nous appelons *coupure*.

modes guidés et éviter ceux liés aux modes radiatifs, situés eux sur l'axe imaginaire. Cette méthode de comptage est illustrée sur les figures 3.9a et 3.9b. Les chiffres en noir comptent les zéros correspondant à l'équation modale (3.3) qui est tracée pour une des deux valeurs de la racine de k_{2z} . Les chiffres en rouge comptent les zéros correspondant à l'autre valeur de la racine de k_{2z} .

On compte 18 zéros en tout sur ces deux surfaces quatre cadrans. Ces zéros sont en fait dégénérés. Que l'on considère un signe de la racine k_{2z} ou son opposé, on traite en fait exactement le même problème physique. On verra plus loin que ce n'est pas le cas pour k_{1z} et k_{3z} dans les demi-espaces extérieurs. Par ailleurs, un même mode est compté deux fois ($+k_x$ et $-k_x$), l'un correspondant à une onde propagative et l'autre à une onde contre-propagative. Ainsi un zéro de l'équation modale complète donne naissance à 4 zéros en tout sur les deux surfaces quatre cadrans. Enfin, parmi les 18 zéros, deux zéros correspondent au cas où k_{2z} s'annule (en effet si $k_{2z}=0$, l'expression (3.3) s'annule). Or si $k_{2z}=0$, l'amplitude de l'onde est constante selon z . Par ailleurs, $r_{21}=r_{23}=-1$, donc l'amplitude du champ est nulle aux interfaces 2/1 et 2/3. Le champ est par conséquent nul dans tous l'espace. Ces deux zéros sont donc triviaux. Ils n'apparaissent qu'une fois sur les deux surfaces quatre cadrans et non deux fois comme les autres zéros, car ils se situent sur les coupures. Ainsi, si on retranche ces deux zéros aux 18 zéros totaux, on obtient bien 16 zéros correspondant aux 4 modes déjà décrits sur la figure 3.8.

Cette méthode topologique est extrêmement simple à mettre en œuvre, puisqu'il suffit de tracer $F(k_x)$ en fonction des parties réelles et imaginaires de k_x , de choisir un contour suffisamment grand pour prendre en compte tous les modes guidés et suffisamment proche de l'axe des k_x réels pour éviter les modes radiatifs (modes dont la partie réelle est approximativement nulle ; ces modes sont purement évanescents suivant l'axe x et ne correspondent donc pas aux modes propres qui nous intéressent), puis de compter les zéros sur le contour. Cette méthode est une traduction topologique du théorème des résidus et elle est plus robuste que ce dernier. En effet, le théorème des résidus nécessite de déterminer la dérivée de $F(k_x)$ et son inverse. Proche d'un zéro, l'équation $1/F(k_x)$ tend vers l'infini. La méthode topologique quatre couleurs est donc bien plus robuste. Elle permet d'obtenir le nombre de modes propres de manière quasi-exacte sur le contour : comme les cadrans partent du zéro et vont vers l'infini, on peut considérer qu'au niveau du contour les changements de couleur sont assez espacés pour qu'aucun changement de couleur ne soit manqué. Pour que la méthode soit parfaitement sûre, il est même possible de se baser sur une arithmétique des intervalles¹³. Le principe fondamental de cette méthode arithmétique consiste à remplacer chaque nombre par un intervalle le contenant. Cette méthode permet d'encapsuler avec certitude les solutions.

Etude de la structure GMR métal-diélectrique

Nous avons montré l'application de cette méthode à un guide d'onde symétrique. Mais il est tout à fait possible de l'appliquer au cas plus compliqué qui nous intéresse pour cette

¹³DAWOOD, 2011 ; HANSEN et al., 2003 ; MOORE et al., 2009.

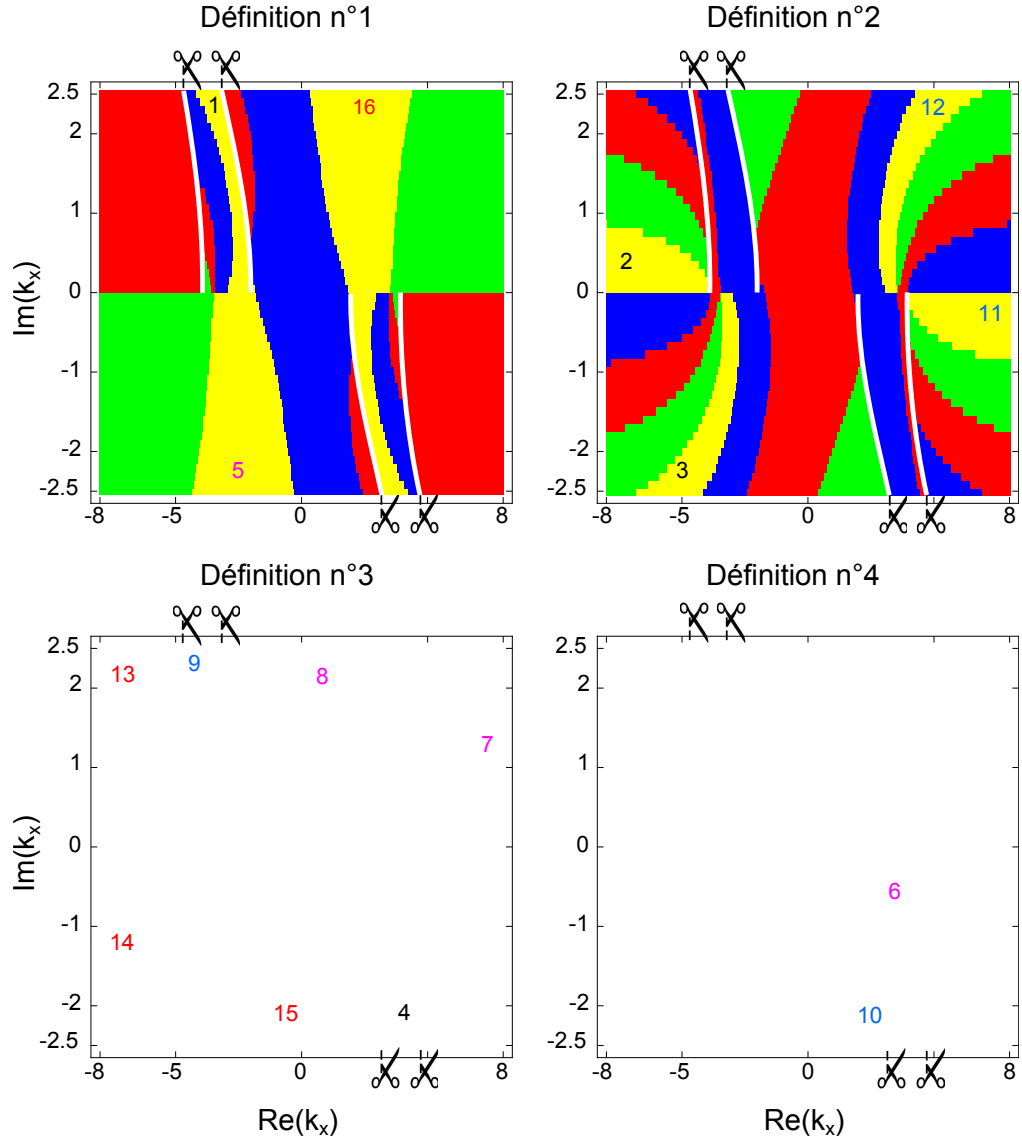


FIGURE 3.11 – Equation modale, $F(k_x)$, tracée en fonction des parties réelles et imaginaires de k_x . Zone verte : $\text{Re}[F(k_x)] > 0$ et $\text{Im}[F(k_x)] > 0$; Zone jaune : $\text{Re}[F(k_x)] < 0$ et $\text{Im}[F(k_x)] > 0$; Zone bleue : $\text{Re}[F(k_x)] < 0$ et $\text{Im}[F(k_x)] < 0$; Zone rouge : $\text{Re}[F(k_x)] > 0$ et $\text{Im}[F(k_x)] < 0$. Les quatres surfaces « quatres cadrans » correspondent aux différents signes des racines k_{2z} et k_{3z} ; Définition n°1, $k_{2z} = +\sqrt{\epsilon_2 k_0^2 - k_x^2}$ et $k_{3z} = +\sqrt{\epsilon_2 k_0^2 - k_x^2}$; Définition n°2, $k_{2z} = -\sqrt{\epsilon_2 k_0^2 - k_x^2}$ et $k_{3z} = +\sqrt{\epsilon_2 k_0^2 - k_x^2}$; Définition n°3, $k_{2z} = -\sqrt{\epsilon_2 k_0^2 - k_x^2}$ et $k_{3z} = -\sqrt{\epsilon_2 k_0^2 - k_x^2}$; Définition n°4, $k_{2z} = +\sqrt{\epsilon_2 k_0^2 - k_x^2}$ et $k_{3z} = -\sqrt{\epsilon_2 k_0^2 - k_x^2}$. Les traits blancs représentent les coupures. Les chiffres comptent le nombre de zéro.

thèse : le cas d'un guide d'onde Au/SiN_x ($n \sim 2$)/air avec une épaisseur $t_d = 650$ nm de SiN_x. Contrairement au cas du guide d'onde Ag/Diel($n=3$)/Ag, où les coupures de l'argent sont situées à des valeurs bien plus grandes (situées à $k_x^2 = \epsilon_{Ag} k_0^2$) que celles du diélectrique et donc peuvent être ignorées, les coupures de l'air (situées à $k_x^2 = \epsilon_{air} k_0^2$) et du SiN_x (situées

à $k_x^2 = \epsilon_{SiNx} k_0^2$) sont du même ordre de grandeur. Pour reconstituer la surface continue de l'équation (3.3), il faut donc tracer non plus 2 mais 4 surfaces quatre cadrans (correspondant aux deux signes des racines k_{2z} et k_{3z}). Les quatre surfaces quatre cadrans correspondant à notre guide asymétrique non structuré sont tracées dans le cas d'une polarisation TM à la longueur d'onde de 3.2 μm sur la figure 3.11. Le choix des couleurs et du signe des racines pour ces 4 schémas est détaillé dans la légende de la figure.

On compte 16 zéros en tout sur ces quatre surfaces quatre cadrans. Comme précédemment, les zéros sont comptés une première fois en double du fait du changement de signe de k_{2z} , alors qu'on traite en fait dans les deux cas exactement le même problème physique. Puis encore comme précédemment, les zéros apparaissent une deuxième fois en double suivant que k_x est positif ou négatif. Par ailleurs, nous avons montré dans le cas précédent qu'il existe des zéros triviaux au niveau des coupures correspondant au cas où k_{2z} s'annule. Cette fois il n'y a pas deux zéros de ce type, mais quatre. En effet, par rapport au cas précédent, la prise en compte du changement de signe de k_{3z} double ce nombre de zéros triviaux. Il existe donc trois modes sur le contour choisi : 3 modes multipliés une première fois par 2 puis une seconde fois par 2 auquel on ajoute 4 zéros triviaux donnent bien 16 zéros comptés sur le contour. En zoomant légèrement (*i.e.* en considérant un contour plus petit que celui des surfaces quatre cadrans de la figure 3.11), on remarque que deux de ces modes apparaissent sur les surfaces quatre cadrans correspondant aux définitions n°3 et n°4. Or ces définitions correspondent au cas où $k_{3z} = -\sqrt{\epsilon_2 k_0^2 - k_x^2}$, ce qui équivaut à une onde croissante dans le milieu 3 (l'air). Ces deux modes ne sont pas physiques. Il reste donc un unique zéro ayant un sens physique (dans le cas TM) sur l'ensemble de cette surface de Riemann (les quatre surfaces quatre cadrans réunies). De même dans le cas d'une polarisation TE (pas montré ici), on trouve un unique mode TE.

La suite de cette partie explique la méthode mise en œuvre par la suite, pour trouver la valeur exacte de ce mode TM ou TE à une première longueur d'onde puis à toutes les autres.

3.2.2 Théorème de Newton : recherche numérique des solutions

De toutes les méthodes numériques, la méthode de Newton-Raphson est sans doute la plus célèbre¹⁴. Un de ses principaux avantages est sa convergence quadratique locale : le nombre de chiffres significatifs corrects des itérés double à chaque itération. Plus concrètement cela signifie que soit elle converge en 10 itérations soit elle diverge. Notre fonction étant dérivable et de dérivée non nulle dans la zone d'intérêt nous avons pu l'utiliser, faute de quoi nous aurions dû nous diriger vers d'autres méthodes numériques telles que l'algorithme de Brent ou la méthode de Ridder.

La première version de l'algorithme fut décrite en 1669 dans l'ouvrage *De analysi per aequationes numero terminorum infinitas* par le mathématicien anglais Isaac Newton. Cette méthode ne s'appliquait alors qu'au cas de simples polynômes. En 1690, Joseph Raphson

¹⁴PRESS et al., 1992.

publia une description simplifiée de l'algorithme mettant mieux en évidence le calcul récursif. Mais c'est Thomas Simpson en 1740 qui élargit le domaine d'application de l'algorithme en montrant, grâce à la notion de dérivée, comment l'appliquer à la recherche des racines d'une équation non linéaire, pouvant ne pas être un polynôme, ou même à un système formé de telles équations.

La méthode de Newton-Raphson consiste à suivre le processus itératif suivant :

$$x_{n+1} = x_n - \frac{F(x_n)}{F'(x_n)} \text{ suite qui converge vers les zéros de la fonction } F. \quad (3.5)$$

Nous proposons donc d'utiliser conjointement l'algorithme de Newton et la méthode quatre couleurs présentée précédemment pour trouver les points de départ pour la recherche des solutions de l'équation modale à une longueur d'onde donnée λ_0 . Pour cela, on utilise d'abord la méthode quatre couleurs pour trouver les contours permettant de n'enfermer qu'un seul zéro. Ainsi, on connaît approximativement la position des racines. Par ailleurs la méthode topologique quatre couleurs nous permet sur un contour plus large, de connaître le nombre exact de zéros à trouver. L'algorithme de Newton-Raphson est ensuite utilisé pour traquer les racines de $F(k_x)$. Une fois que les modes exacts ont été trouvés à λ_0 , on peut se servir de ces modes comme points de départ pour l'algorithme de Newton-Raphson utilisé à $\lambda_0 + \Delta\lambda$ et ainsi de suite. Au cours de l'itération en longueur d'onde, on peut vérifier à intervalle régulier (par la méthode quatre couleurs), qu'aucun mode n'a été perdu au cours de l'itération. Le schéma de l'algorithme utilisé est représenté sur la figure 3.12.

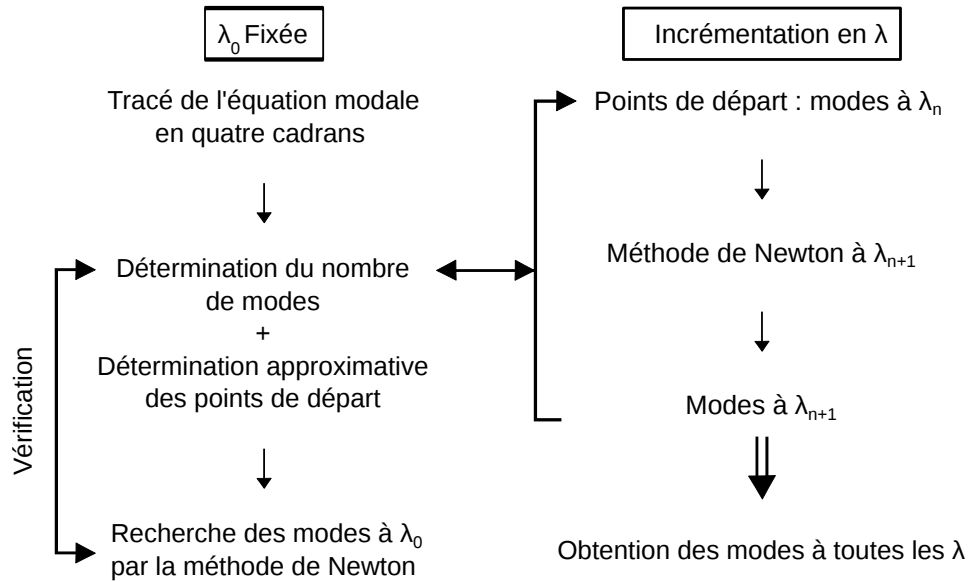


FIGURE 3.12 – Schéma de l'algorithme mis en œuvre pour obtenir les modes propres du guide d'onde conformément au schéma 3.7 à toutes les longueurs d'onde.

Nous avons utilisé cette méthode pour trouver les modes TM et TE du guide d'onde asymétrique Or/SiN_x/Air correspondant au guide d'onde de la structure filtre passe-bande présentée au début de ce chapitre (partie 3.1). Les modes obtenus dans le cas d'un guide

d'onde d'épaisseur 650 nm et d'indice de réfraction $n=2$, sont tracés sur la figure 3.13. Ils seront utilisés dans la suite de ce manuscrit pour mettre en évidence le mécanisme de résonance de mode guidé dans notre structure GMR métal-diélectrique.

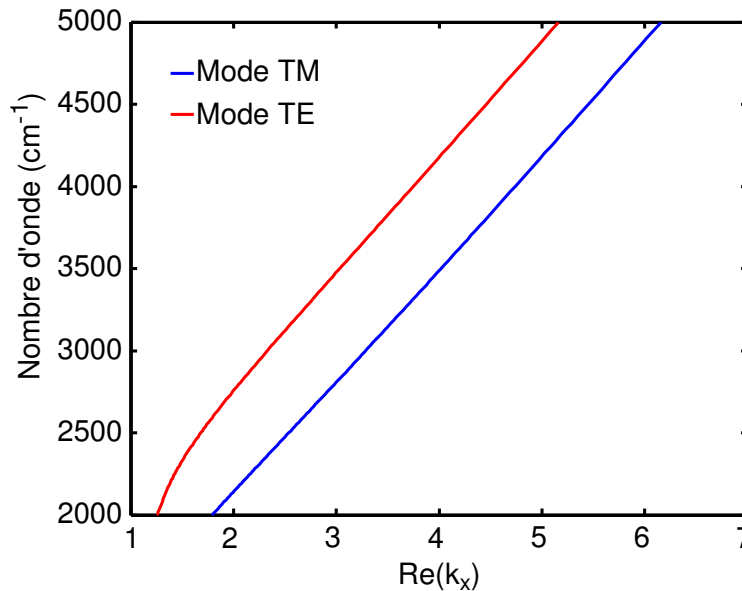


FIGURE 3.13 – Modes TM et TE d'un guide d'onde en SiN_x d'épaisseur 650 nm, d'indice de réfraction $n=2$ et entouré d'une couche continue et semi-infinie d'or et d'une couche semi-infinie d'air ($n=1$).

3.2.3 Conclusion

Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous avons présenté une méthode numérique générale permettant de trouver les zéros d'une équation modale transcendante et nous l'avons appliquée à la recherche des modes propres d'un guide d'onde plan asymétrique constitué de matériaux à pertes. Les principales difficultés de ce type de méthode sont la recherche de points de départ, dont dépend ensuite la bonne convergence de l'algorithme, et la détermination exacte du nombre de zéros à trouver. Ce chapitre propose pour cela une représentation topologique du théorème des résidus, plus facile à mettre en œuvre que le théorème lui-même. Cette nouvelle méthode, dite « méthode quatre couleurs », permet de trouver avec exactitude le nombre de zéros se trouvant au sein d'un contour donné. Elle permet également d'obtenir des points de départ de bonne qualité pour l'algorithme de Newton-Raphson. Cette méthode nous a permis d'obtenir les modes TM et TE du guide d'onde Or/ SiN_x /air, similaire au guide d'onde de la structure filtrante métal-diélectrique présentée dans la première partie de ce chapitre. La détermination de ces modes permettra de valider dans le prochain chapitre, le mécanisme de résonance de mode guidé de la structure. La section suivante s'attache à donner les outils qui ont permis la fabrication et la caractérisation optique de ce filtre passe-bande.

3.3 Méthodes de fabrication et caractérisation optique

3.3.1 Procédé de fabrication

Comme nous l'avons expliqué, pour que la couche mince de diélectrique située en dessous du réseau soit un guide d'onde efficace, il est nécessaire que le milieu situé en dessous de cette couche soit d'un indice le plus faible possible. L'indice le plus faible que nous pouvons obtenir avec des matériaux naturels est celui de l'air. C'est la raison pour laquelle nous avons travaillé la majeure partie de ma thèse sur une structure suspendue composée d'un réseau d'or et d'un guide d'onde en SiN_x ($n_{\text{SiN}_x}=2$). Ces structures suspendues sont en revanche très fragiles. J'ai donc élaboré au cours de ma thèse un autre procédé de fabrication où le guide d'onde en diélectrique repose sur un substrat saphir ($n_{\text{Sa}}=1.7$). Dans ce cas, nous utilisons un autre diélectrique d'indice de réfraction plus élevé pour le guide d'onde de façon à maintenir un fort contraste d'indice. Nous avons retenu le carbure de silicium ($n_{\text{SiC}}=2.84$), mais d'autres matériaux d'indices encore plus élevés tel que le germanium ($n_{\text{Ge}}=4$) (qui présente l'inconvénient de ne pouvoir être déposé que sur de faibles épaisseurs (< 300 nm) au LPN) auraient pu être utilisés. Les deux procédés de fabrication utilisés sont décrits dans la suite.

Procédé de fabrication des structures suspendues

Les principales étapes du procédé de fabrication utilisé pour réaliser nos structures filtrantes métal-diélectriques suspendues sont décrites dans la référence¹⁵. Il s'agit tout d'abord d'oxyder thermiquement un substrat de silicium dopé de 300 μm d'épaisseur, orienté $\langle 100 \rangle$. De cette façon, 250 nm de silice thermique sont obtenus de chaque côté du substrat (Etape A et B sur la figure 3.14). Cette étape est suivie de la gravure chimique de la silice thermique sur la face avant de l'échantillon. Sur cette face, une couche de SiN_x d'épaisseur t_d est déposée par PECVD (plasma-enhanced chemical vapour deposition) (Etape C). Les contraintes mécaniques de l'échantillon sont ajustées par un recuit pour ne conserver que des contraintes en tension. Cette étape est nécessaire pour la bonne tenue mécanique de la membrane finale. Une étape de lithographie électronique suivie d'un lift-off de 1.5 nm de chrome (Cr) et de 100 nm d'or permettent l'obtention du réseau métallique (Etape D). La couche de Cr permet d'améliorer l'adhésion de l'or sur la couche de SiN_x et les calculs montrent que son influence est négligeable sur les propriétés optiques des structures. Par ailleurs, étant donné que dans notre cas l'ouverture du réseau est très faible ($\frac{w}{d} \sim 0.1$), j'ai choisi d'utiliser une résine, dite « négative » (la MAN 2403) pour la lithographie. En effet, avec ce type de résine, les zones insolées de la résine sont celles qui restent après développement (dans une solution de MIF 726). Ainsi le temps d'insolation est fortement diminué puisque seules les fentes sont insolées. En première approximation, le temps d'insolation répond à la formule :

$$t_{\text{insol}} = \frac{D * S}{I} \quad (3.6)$$

¹⁵VINCENT et al., 2008.

avec t_{insol} le temps d'insolation exprimé en seconde, D la dose exprimée en $C.cm^{-2}$, S la surface à insoler en cm^2 et I le courant exprimé en ampère.

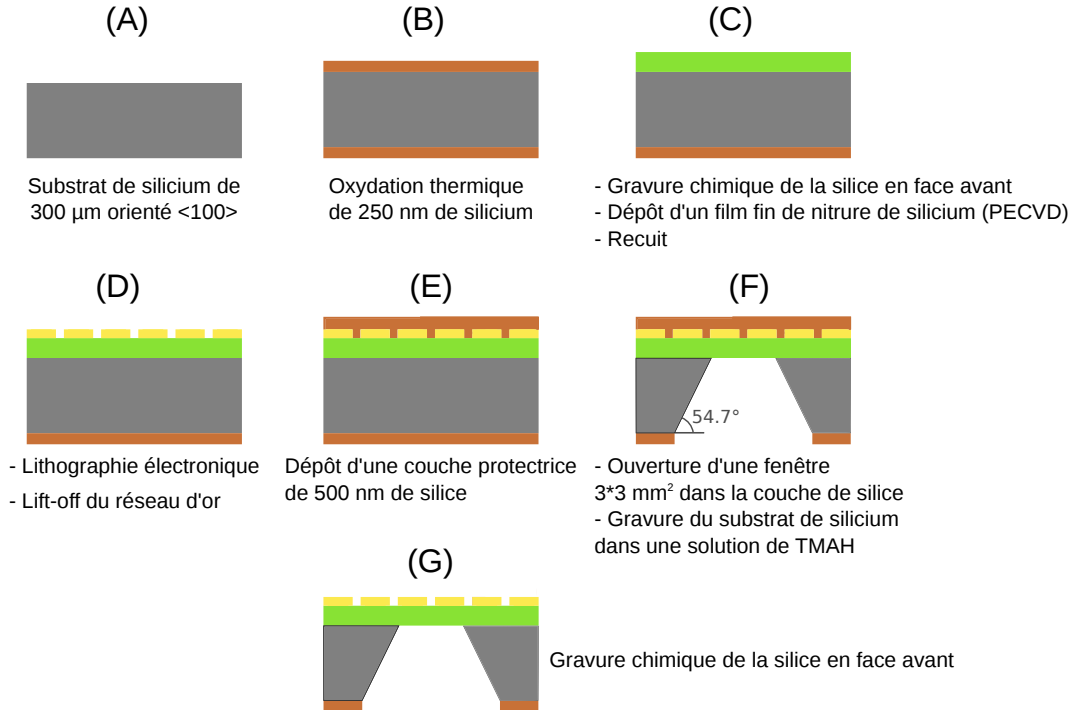


FIGURE 3.14 – Description des différentes étapes du procédé de fabrication des structures GMR métal-diélectriques suspendues.

Dans notre cas, la surface à insoler avec la MAN 2403 (résine négative) est environ 10 fois inférieure à la surface à insoler avec une résine positive comme le PMMA. De plus la MAN 2403 est environ deux fois plus sensible que le PMMA, ce qui permet de diviser également la dose par 2. Le gain de temps qui en découle (environ 20 fois plus rapide qu'avec une résine positive de PMMA) est crucial pour la réalisation de matrice de filtres notamment. Pour protéger le réseau métallique, et surtout le guide d'onde en SiN_x , une couche protectrice peut être déposée en face avant de l'échantillon (Etape E) avant de commencer la gravure (Etape F). Au cours de ma thèse, différentes alternatives pour cette étape ont été testées. J'ai notamment essayé avec une couche protectrice de 500 nm de silice, avec une résine de protection de type ProTEK®B3 ou sans aucune couche de protection. La résine de protection de type ProTEK®B3 s'est révélée peu adaptée car elle ne se retire pas ou très mal après la gravure : de la résine reste inscruée dans les fentes du réseau. Il est possible de poursuivre le procédé sans aucune couche de protection, c'est ce qui a été mis en œuvre pour les structures 2D à motifs carrés et rectangulaires. Mais au vu des caractérisations des structures fabriquées, qui seront présentées dans la suite de ce chapitre, les meilleurs résultats ont été obtenus avec une couche protectrice de 500 nm de silice. C'est la solution que nous avons retenue pour la fabrication de toutes les autres structures fabriquées au cours de ma thèse (structure 1D, structure 2D à motifs triangulaires et matrice de filtres suspendue). Après cette étape de protection de la face avant, une fenêtre est ouverte dans la couche de silice en

face arrière et le substrat de silicium est gravé dans une solution de tetraméthylammonium hydroxide (TMAH) chauffée à 80°C, donnant ainsi naissance à une structure suspendue. Le substrat de silicium est gravé selon la direction (100) avec un angle de 54.7°, comme présenté sur l'étape F de la figure 3.14. Finalement, la couche protectrice de silice en face avant est retirée par une gravure chimique dans le fluorure d'ammonium (AF) (Etape G). J'ai estimé la vitesse de gravure de la silice dans l'AF à 215 nm/min, tandis que la vitesse du SiN_x dans l'AF est d'environ 8 nm/min. Cette gravure chimique est ainsi suffisamment sélective pour retirer la couche protectrice de silice sans trop affecter le guide d'onde en SiN_x. Les photos prises au microscope électronique à balayage (MEB) des échantillons fabriqués seront présentées dans les sections suivantes.

Procédé de fabrication des structures sur substrat

Le procédé de fabrication des structures GMR métal-diélectriques sur substrat a été développé à la fin de ma thèse, pour trouver une réponse à la fragilité des matrices de filtres suspendus fabriqués (voir section 6.1).

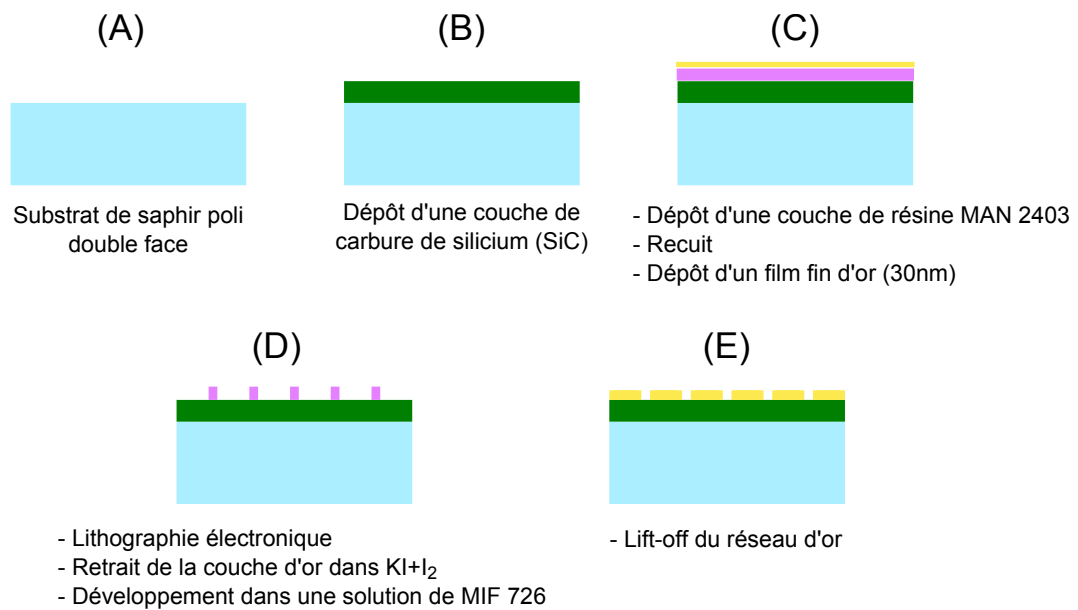


FIGURE 3.15 – Description des différentes étapes du procédé de fabrication des structures GMR métal-diélectriques sur substrat de saphir ($n=1.7$).

On prend cette fois un substrat de saphir poli double-face (Etape A) sur lequel on dépose une couche de carbure de silicium (SiC) dans un bâti de pulvérisation (Etape B). Pour les mêmes raisons que dans le cas du procédé de fabrication de structure suspendue, j'ai choisi d'utiliser la résine négative MAN 2403. Mais contrairement au substrat de silicium dopé précédent qui permettait d'évacuer les charges assez efficacement, le substrat de saphir est isolant. Il est donc nécessaire pour que l'insolation électronique fonctionne de déposer une fine couche d'or (30 nm) sur la résine (Etape C). Cette couche d'or permet d'une part l'évacuation plus aisée des charges et d'autre part une bonne focalisation du faisceau

d'électrons à la surface de l'échantillon (une surface optiquement réfléchissante est nécessaire pour la mesure de focus). Suite à l'insolation, on retire la couche d'or dans une solution de $KI+I_2$ puis on développe la résine dans une solution de MIF 726 (Etape D). La dernière étape consiste comme précédemment en un lift-off de 1.5 nm de chrome et de 100 nm d'or permettant l'obtention du réseau métallique.

Toutes les structures présentées dans ce chapitre ont été fabriquées avec le procédé de structures suspendues. Le procédé sur substrat de saphir a été utilisé pour la réalisation d'une matrice de filtres qui sera présentée dans le dernier chapitre de ce manuscrit.

3.3.2 Banc de caractérisation optique

Les structures fabriquées ont été caractérisées en transmission à l'aide du banc développé au LPN au cours de la thèse de Cyrille Billaudeau¹⁶.

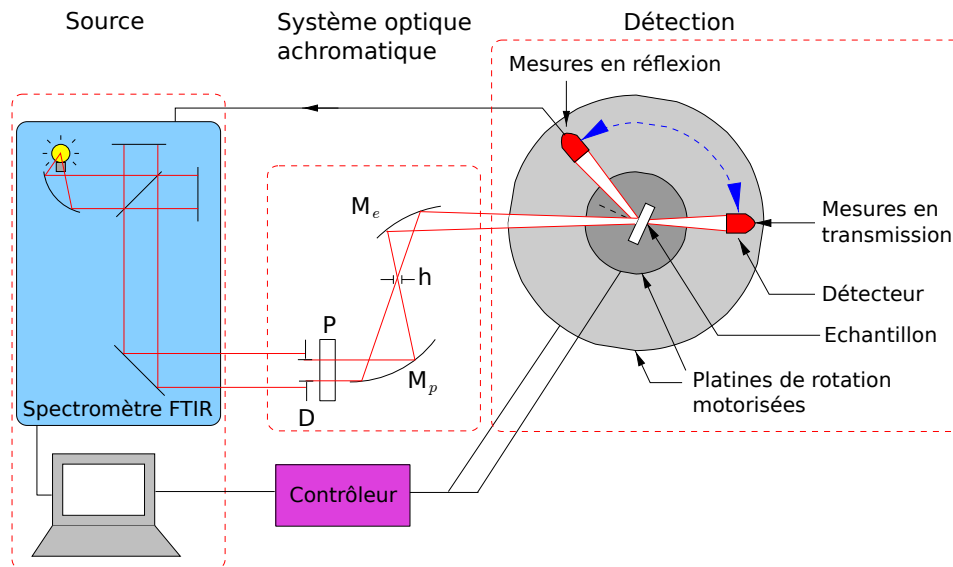


FIGURE 3.16 – Banc de mesures optiques résolues spectralement et angulairement permettant de caractériser l'intensité transmise ou réfléchie d'un échantillon. Il est composé de trois parties : le spectromètre FTIR, le système optique achromatique, et le système de détection constitué du porte-échantillon et des platines de rotation permettant de fixer l'angle d'incidence et l'angle de détection. Les flèches bleues symbolisent un déplacement du détecteur pour faire des mesures en transmission ou en réflexion. D : diaphragme. P : polariseur. Me et Mp : miroirs elliptiques et paraboliques. h : sténopé (trou de 250 μm de diamètre).

Il permet d'obtenir des spectres en transmission (ou en réflexion) avec une résolution angulaire de $\pm 0.5^\circ$ ¹⁷. Les mesures peuvent s'effectuer sur une large gamme de longueurs d'onde : du visible à l'infrarouge lointain (de 400 nm à 16 μm environ), et cela grâce aux différentes sources et détecteurs disponibles. Le schéma de la figure 3.16 décrit les trois

¹⁶ BILLAudeau, 2007.

¹⁷ BILLAudeau et al., 2008.

ensembles qui constituent ce banc. Un spectromètre infrarouge à transformée de Fourier (FTIR) intégrant une source de type « corps noir » ; le système optique achromatique qui permet de focaliser le faisceau sortant du FTIR sur l'échantillon en contrôlant le diamètre du spot éclairé ($\phi \sim 1.5$ mm) et la résolution angulaire ; et enfin le système de détection avec deux platines de rotation motorisées et coaxiales qui permet de changer indépendamment l'angle d'incidence du faisceau sur l'échantillon et l'angle de détection du signal. Un polariseur peut être introduit sur le chemin optique précédant l'échantillon. Un compromis doit être trouvé entre la résolution spectrale et le temps d'acquisition d'un spectre. Dans notre étude, nous avons fixé la résolution spectrale à 5 ou 10 cm^{-1} .

La caractérisation optique sous incidence normale des divers filtres fabriqués, sera présentée dans la partie 3.4. La caractérisation complète (spectrale, polarisation et angle d'incidence) des structures est présentée dans la partie 4.1.

3.4 Comportement de divers filtres vis-à-vis de la polarisation

3.4.1 Caractérisation optique des structures fabriquées

Nous avons mis en œuvre le procédé de fabrication de structures suspendues décrit dans la section 3.3.1 avec différents types de réseaux de diffraction : un réseau unidimensionnel (1D) et des réseaux bidimensionnels (2D) à motifs carrés, rectangulaires ou triangulaires (triangles équilatéraux), comme le schématise la figure 3.17.

Pour rappel, dans le cas des structures 1D, l'épaisseur du film d'or, t_m , est choisie suffisamment importante et les largeurs des fentes du réseaux, w , suffisamment fines pour que toutes les ondes polarisées transverses électriques soient réfléchies : seule la lumière polarisée avec le champ magnétique H parallèle aux fentes est transmise. De même, pour les structures 2D, la transmission est possible pour des polarisations où le champ H est parallèle aux fentes. Les paramètres géométriques nominaux pour la structure 1D sont $w = 200$ nm, $t_m = 100$ nm, $t_d = 650$ nm, $d = 2110$ nm et $n_{\text{SiNx}} = 2$. Les structures 2D ont été fabriquées avec les mêmes paramètres nominaux que les structures 1D pour w , t_m et t_d . Pour les structures 2D avec motifs rectangulaires, les périodes sont $d_x = 2110$ nm et $d_y = 3000$ nm ; pour les structures 2D carrés $d_x = d_y = 2110$ nm et pour les structures 2D à motifs de triangles équilatéraux $d_x = 2110$ nm.

Les spectres de transmission de ces structures mesurés sous incidence normale sont représentés sur la figure 3.18 (résolution spectrale de 5 cm^{-1}). La figure 3.18a représente la transmission à travers la structure 1D pour deux états de polarisation. Elle confirme que la lumière ne peut être transmise que dans le cas où le champ magnétique H est parallèle aux fentes. Le pic de transmission atteint 78% à 2.97 μm , ce qui est 8 fois plus que la transmission géométrique du réseau (taux d'ouverture de $\frac{w}{d} \approx 0.1$). Les flèches rouges à gauche du spectre représentent les vecteurs d'onde des ordres diffractés propagatifs dans la couche de

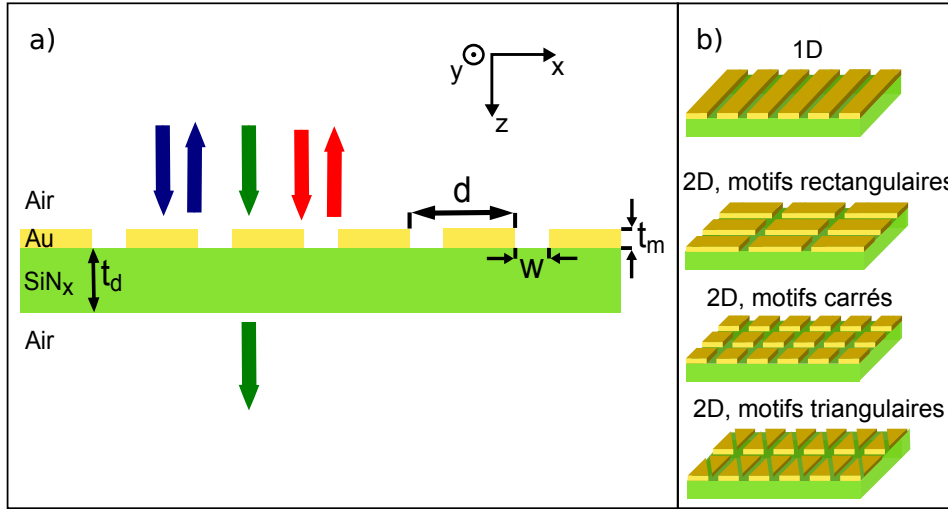


FIGURE 3.17 – Schéma des filtres GMR métal-diélectriques fabriqués avec différents types de réseaux de diffraction. a) Coupe des structures dans le plan Oxz ; $t_m=100$ nm, $t_d=650$ nm, $w=200$ nm ; b) Réseau unidimensionnel (1D) $d_x=2110$ nm ; Réseau bidimensionnel (2D) avec motifs rectangulaires : les périodes du réseau sont $d_x=2110$ nm et $d_y=3000$ nm ; Réseau 2D avec motifs carrés : $d_x=d_y=2110$ nm ; Réseaux 2D avec motifs de triangles équilatéraux : $d_x=2110$ nm.

SiNx. La structure à motifs rectangulaires met deux pics de transmission en évidence : le premier à $3.12\ \mu\text{m}$ et le second à $3.96\ \mu\text{m}$ suivant la polarisation de la lumière incidente sur la structure (Fig. 3.18b). La position spectrale du pic peut ainsi être sélectionnée à l'aide d'un polariseur. Comme la lumière ne peut être transmise que quand le champ H est parallèle aux fentes (Fig. 3.18a), un composant 2D peut être considéré équivalent à deux structures 1D croisées. Les flèches rouges et noires à gauche du spectre représentent les vecteurs d'onde des ordres diffractés propagatifs dans la couche de SiNx. La couleur des flèches indique les vecteurs d'onde principalement diffractés en fonction de l'orientation du champ magnétique. Cet aspect sera démontré page 79. La transmission du filtre à motifs carrés est représentée sur la Fig. 3.18c. Ce filtre est un cas particulier du composant à motifs rectangulaires où les deux périodes sont égales et donc où les deux pics de transmission coïncident. La structure est alors insensible à la polarisation sous incidence normale, avec un unique pic de transmission à $3.12\ \mu\text{m}$ (composant équivalent à deux structures 1D croisées identiques).

Fabriquées avec des périodes d_x identiques, la position du pic de transmission de ces trois structures (courbes rouges) devraient être identiques. Nous attribuons le léger décalage spectral entre la structure 1D et les structures 2D (carrées et rectangulaires) à une épaisseur de SiNx légèrement différente, due à des conditions de fabrication différentes.

Les spectres de transmission de la structure avec un réseau de triangles équilatéraux sont montrés Fig. 3.18d pour différents états de polarisation : le champ H est successivement orienté à 0° , 30° , 45° , 60° et 90° par rapport à un des côtés du triangle. Ce graphe met en évidence une structure totalement indépendante de la polarisation sous incidence normale. Le pic de transmission atteint 85% et sa position spectrale se situe à $2.7\ \mu\text{m}$. Le composant a

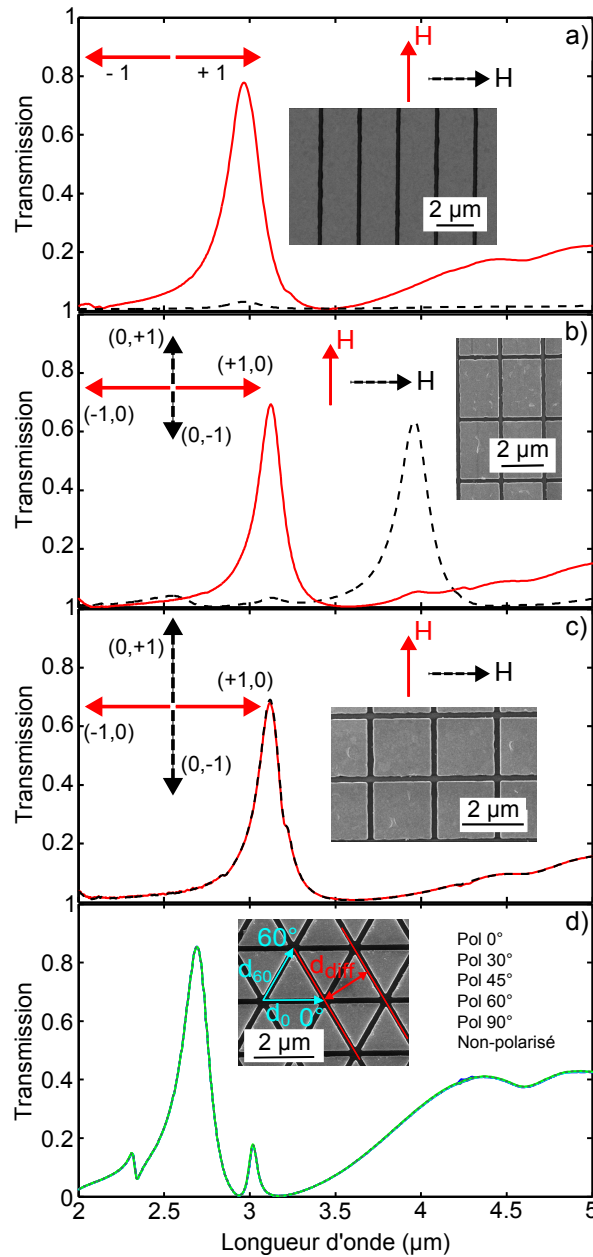


FIGURE 3.18 – Spectres de transmission mesurés sous incidence normale. Pour les structures cartésiennes (1D, 2D carré ou rectangulaire), la lumière est polarisée avec le champ H parallèle à l'axe x (courbes hachurées noires) ou parallèle à l'axe y (courbes rouges). (a) Structure 1D; (b) Structure 2D avec motifs rectangulaires; (c) Structure 2D avec motifs carrés; (d) Structure 2D avec motifs de triangles équilatéraux pour différentes polarisations : le champ H est successivement orienté à 0° , 30° , 45° , 60° et 90° par rapport à un des côtés du triangle. Encarts : Images prises au microscope électronique à balayage (MEB) des échantillons. Pour les structures cartésiennes, les vecteurs d'onde des ordres diffractés, propagatifs dans la couche de SiN_x , sont représentés sur la gauche. Pour les structures triangulaires, la période des motifs est $d_0 = d_{60} = 2.11\ \mu\text{m}$ dans les directions 0° ou 60° par rapport à un des côtés des triangles; d_{diff} est la distance séparant deux plans de diffraction (soit la distance entre deux fentes). Dans ce cas, les vecteurs d'onde des ordres diffractés propagatifs sont égaux à $2\pi/d_{\text{diff}}$.

été fabriqué avec une période $d_x = d_0 = d_{60} = 2.11 \text{ } \mu\text{m}$, identique à celle des trois structures précédentes. Cependant le vecteur d'onde dans le cas triangulaire est égal à $2\pi/d_{\text{diff}}$ (avec d_{diff} la distance séparant deux fentes, voir figure 3.18d) et non à $2\pi/d_x$ comme dans le cas des trois autres structures. Comme $d_{\text{diff}} < d_x$, la position du pic de transmission de cette structure est décalée vers les faibles longueurs d'onde par rapport aux cas précédents. Cette structure peut, elle aussi, être considérée sous incidence normale comme trois structures 1D croisées de période $d_{\text{diff}} = d_x \frac{\sqrt{3}}{2}$, ce qui est cohérent avec la position du pic obtenu. Toutefois, l'efficacité de réjection de ce filtre à motifs triangulaires est particulièrement mauvaise. Ainsi pour les applications nécessitant des filtres indépendants de la polarisation proche de l'incidence normale, le filtre à motifs carrés est un meilleur candidat que le filtre à motifs triangulaires.

Le paragraphe suivant vise à montrer la cohérence entre les spectres mesurés et ceux simulés avec la méthode modale B-Splines (méthode décrite page 41). L'équivalence entre les structures 2D et 1D, mise en évidence dans ce paragraphe, nous permet de nous concentrer plus en détail sur les structures 1D.

3.4.2 Comparaison mesures/calculs

Les simulations de la structure 1D fabriquée avec les paramètres géométriques nominaux, $d_x=2110 \text{ nm}$, $t_m=100 \text{ nm}$, $t_d=650 \text{ nm}$, $w=200 \text{ nm}$, $n_{\text{SiN}_x}=2$ conduisent à un pic de transmission de 80% à $3.21 \text{ } \mu\text{m}$ (cf figure 3.2). La caractérisation de la structure 1D fabriquée avec ces paramètres nominaux présente un pic de transmission de 78% à $2.97 \text{ } \mu\text{m}$ (cf. Fig. 3.18a). Malgré un excellent accord, les résultats des mesures et des simulations présentent un léger écart que nous nous proposons d'étudier dans cette partie.

Evaluation de l'épaisseur du guide d'onde

La période du réseau est un paramètre qui peut être considéré comme respectant systématiquement la valeur nominale. En effet, les déplacements mécaniques du masqueur électronique entre deux motifs à insoler est d'une précision de l'ordre du pourcent par rapport à la consigne : l'espacement entre deux motifs peut donc être considéré comme respecté. Cette valeur nous servira par conséquent de référence sur les photos prises au microscope à balayage (MEB) pour en déduire les autres grandeurs et en particulier la largeur des fentes et l'épaisseur du métal. La largeur des fentes et l'épaisseur de métal obtenues ont respectivement été évaluées à $215 \text{ nm} \pm 5 \text{ nm}$ et $70 \text{ nm} \pm 5 \text{ nm}$ à l'aide d'un MEB. Par ailleurs, une étude¹⁸ montre que l'indice de réfraction du SiN_x déposé dans notre laboratoire est plus proche de $n_{\text{SiN}_x}=1.97$ que de $n_{\text{SiN}_x}=2$ (valeur prise en compte pour faire nos calculs de dimensionnements) sur la gamme de longueurs d'onde 3-5 μm . En fixant $d=2110 \text{ nm}$, $t_m=70 \text{ nm}$, $w=215 \text{ nm}$ et $n_{\text{SiN}_x}=1.97$, l'épaisseur t_d de SiN_x nécessaire pour faire coïncider les pics de transmission calculés et mesurés sous incidence normale doit être de 540 nm . La forte diminution de l'épaisseur de SiN_x par rapport à la valeur de consigne ($t_d=650 \text{ nm}$)

¹⁸GHENUCHE et al., 2012.

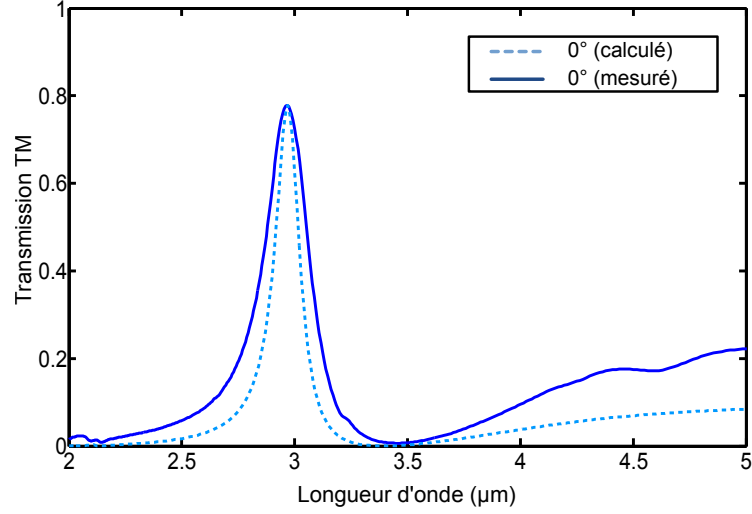


FIGURE 3.19 – Comparaison des spectres de transmission calculés et mesurés pour la structure 1D sous incidence normale et en polarisation TM. Les paramètres nominaux de la structure fabriquée étaient $d_x=2110$ nm, $w=200$ nm, $t_m=100$ nm, $t_d=650$ nm et $n_{\text{SiN}_x}=2$. Les imperfections de fabrication conduisent à des écarts avec ces paramètres géométriques nominaux. Les paramètres géométriques mesurés au MEB sont $d_x=2110$ nm, $w=215$ nm, $t_m=70$ nm. Ghenuche et *al.*¹⁹, estiment l'indice de SiN_x à 1.97. Enfin, l'épaisseur t_d de SiN_x est optimisée à 540 nm pour que les positions spectrales des spectres calculés et mesurés coïncident. Le spectre calculé est tracé avec ces derniers paramètres.

peut être expliquée par sa gravure dans l'AF lors du retrait de la couche protectrice de SiO_2 en face avant. En effet, à cette étape la membrane de SiN_x est à découvert et nous avons estimé une vitesse de gravure de 8 nm/min du SiN_x dans l'AF. La figure 3.19 superpose le spectre de la structure 1D mesuré et celui calculé avec les paramètres $d=2110$ nm, $t_m=70$ nm, $w=215$ nm, $t_d=540$ nm et $n_{\text{SiN}_x}=1.97$ sous incidence normale et en polarisation TM. Pour l'indice de réfraction de l'or nous considérons toujours le modèle de Drude donné page 41 qui est validé par plusieurs réalisations dans notre laboratoire. Cette figure montre que les paramètres trouvés ne permettent pas de faire coïncider parfaitement les courbes. Le pic mesuré est plus large et a une efficacité de réjection moindre que celui obtenu avec la simulation. Par ailleurs, les positions spectrales des pics calculés et mesurés ne coïncident plus dès que l'angle d'incidence augmente (données non montrées ici) : la tolérance angulaire semble plus importante avec les pics expérimentaux qu'avec les pics simulés. Cet écart est attribué à des imperfections de fabrication et en particulier, à une sous-gravure du guide d'onde en SiN_x autour des plots d'or tel que le montre la photo MEB de la figure 3.20.

Evaluation du rôle de la sous-gravure

Le schéma de la figure 3.20 présente la structure modélisée pour tenir compte des effets de la sous-gravure. Le paramètre h_{grave} représente la profondeur de la sous-gravure et f_g représente la largeur de SiN_x gravée sous le plot d'or. L'épaisseur t_d du diélectrique est de

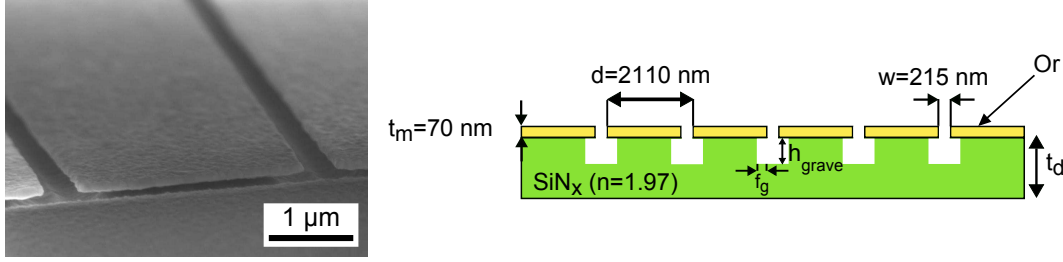


FIGURE 3.20 – Gauche : Photo prise au microscope électronique à balayage de la structure mettant en évidence la sous-gravure autour des plots d’or. Droite : Schéma décrivant les paramètres de la sous-gravure ; les paramètres géométriques estimés précédemment sont fixés : $t_m = 70 \text{ nm}$, $w = 215 \text{ nm}$, $d_x = 2110 \text{ nm}$ et $n_{\text{SiN}_x} = 1.97$; h_{grave} est la profondeur de la sous-gravure ; f_g est la largeur de SiN_x gravé sous le plot d’or ; t_d est l’épaisseur du SiN_x .

nouveau un paramètre libre dans cette étude. La carte de champ représentée sur la figure 3.2 montre que le champ est relativement faible en dessous des fentes. Par conséquent, si la sous-gravure avait été anisotrope, conduisant à une valeur nulle pour le paramètre f_g , le spectre mesuré de la structure 1D aurait été très peu modifié par rapport au spectre simulé. Le pic de transmission mesuré est fortement perturbé, car f_g est en fait différent de 0 et le champ est maximal sous les plots d’or. La perturbation qui en résulte n’est donc pas négligeable. Pour poursuivre la compréhension de l’écart entre mesures et calculs, la prise en compte de cette sous-gravure (et particulièrement du paramètre f_g) est donc nécessaire. On cherche dorénavant non plus à faire coïncider les courbes uniquement sous incidence normale, mais à trouver des paramètres convenant à tous les angles d’incidence. La figure 3.21 trace la transmission de la structure expérimentale ou des structures simulées en fonction de l’angle d’incidence à la longueur d’onde de $2.97 \mu\text{m}$ (longueur d’onde de résonance expérimentale sous incidence normale) pour la figure 3.21a, et de $2.5 \mu\text{m}$ (hors résonance) pour la figure 3.21b. Les paramètres $t_m = 70 \text{ nm}$, $w = 215 \text{ nm}$, $d_x = 2110 \text{ nm}$ et $n_{\text{SiN}_x} = 1.97$ sont fixés pour cette nouvelle optimisation. Ces courbes montrent des résultats déjà optimisés pour le paramètre h_{grave} , qui a été évalué à 60 nm , et pour l’épaisseur t_d de SiN_x , ré-évaluée à 580 nm . Elles montrent les transmissions obtenues pour différents f_g , sélectionnés parmi ceux donnant les meilleurs résultats. La valeur $f_g = 100 \text{ nm}$ permet de bien faire coïncider les courbes expérimentales et simulées et ce, pour les deux longueurs d’onde choisies.

En comparant les courbes simulées prenant en compte ou non la sous-gravure, on peut remarquer que cette sous-gravure entraîne un élargissement des pics et une dégradation de l’efficacité de réjection. La sous-gravure de l’échantillon n’explique pas en revanche, la meilleure tolérance angulaire obtenue dans le cas des pics expérimentaux. Les différences subsistant entre calculs et mesures après cette étude sont certainement dues aux autres imperfections de fabrication (rugosité des surfaces, murs d’or pas tout à fait verticaux...). Même si le comportement angulaire de la structure fabriquée n’est pas encore entièrement expliqué, l’allure des courbes simulées avec la sous-gravure coïncide de manière satisfaisante avec l’allure des pics expérimentaux. Nous avons donc considéré que l’étude concernant cet écart mesures-calculs pouvait être arrêtée là.

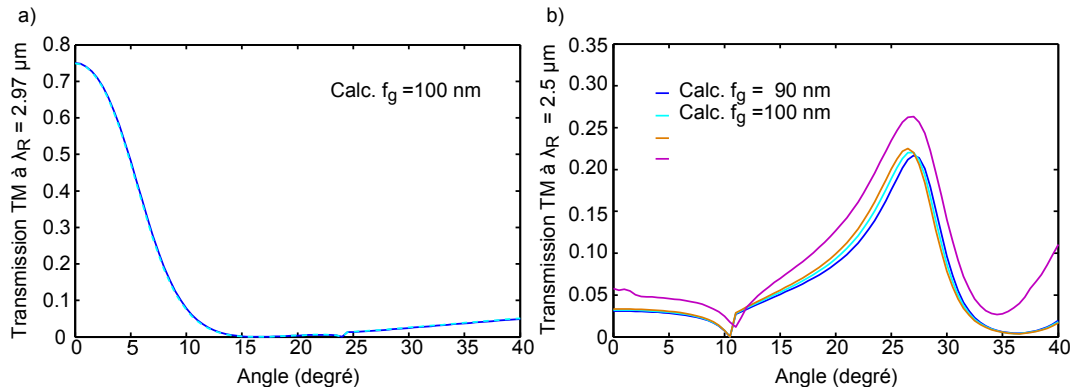


FIGURE 3.21 – Transmissions de la structure 1D fabriquée et de structures simulées, en fonction de l’angle d’incidence à longueur d’onde fixée. a) Courbes tracées à $\lambda = 2.97 \mu\text{m}$ (longueur d’onde de résonance, sous incidence normale, de la structure 1D fabriquée). b) Courbes tracées à $\lambda = 2.5 \mu\text{m}$ (hors résonance). Sur ces courbes, les paramètres t_d et h_{grave} ont déjà été optimisés à 580 nm et 60 nm respectivement. Différents paramètres f_g sont évalués.

Le tableau 3.2 récapitule les paramètres géométriques utilisés pour les différentes simulations.

TABLE 3.2 – Tableau récapitulant les paramètres géométriques utilisés pour les différentes simulations : paramètres nominaux, puis paramètres expérimentaux estimés sans ou avec sous-gravure.

Paramètres géométriques	$d(\text{nm})$	$w(\text{nm})$	$t_m(\text{nm})$	$t_d(\text{nm})$	$n_{\text{SiNx}}(\text{nm})$	$h_{\text{grave}}(\text{nm})$	$f_g(\text{nm})$
Nominaux	2110	200	100	650	2	0	0
Sans sous-gravure	2110	215	70	540	1.97	0	0
Avec sous-gravure	2110	215	70	580	1.97	60	100

3.4.3 Conclusion

Dans ce chapitre, j’ai présenté les divers filtres que j’ai fabriqués au cours de ma thèse : un filtre unidimensionnel 1D, et trois filtres bidimensionnels 2D avec des réseaux métalliques à base de motifs carrés, rectangulaires ou triangulaires (triangles équilatéraux). Ces filtres passe-bandes ont divers comportements vis-à-vis de la polarisation sous incidence normale. Le filtre 1D est polarisant en transverse magnétique (champ magnétique H parallèle aux fentes). Le composant 2D rectangulaire conduit à un filtre dont on peut accorder la longueur d’onde de résonance avec un polariseur (il a deux positions spectrales différentes selon l’état de polarisation de la lumière incidente). Les composants 2D carrés et triangulaires sont insensibles à la polarisation sous incidence normale. La transmission de ces filtres est forte à la résonance : entre 68% et 85% de transmission. Les spectres mesurés présentent quelques différences par rapport aux spectres simulés. La sous-gravure mise en évidence dans cette partie explique en partie cet écart. Nous attribuons l’écart restant aux autres imperfections

de fabrication (rugosité des surfaces, murs d'or pas tout à fait verticaux...).

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai présenté le travail réalisé au cours de ma thèse, autour des filtres passe-bande GMR métal-diélectriques. Quatre types de filtres ont été fabriqués et caractérisés sous incidence normale. Ces filtres réfléchissants en dehors de la résonance, ont une forte transmission à la résonance (environ 8 fois supérieure au taux d'ouverture du réseau, $\frac{w}{d}$). Nous avons montré que la forme légèrement asymétrique du pic de transmission peut s'expliquer par une résonance de type Fano, qui confère à la structure une grande accordabilité en fonction des paramètres géométriques. Cette propriété est nécessaire pour la réalisation de matrice de filtres pour l'imagerie multispectrale. Par ailleurs, ces filtres mènent à une grande variété de comportements vis-à-vis de la polarisation sous incidence normale. La grande flexibilité de comportements obtenus permet d'adapter ces filtres à de nombreuses applications, dont l'imagerie multispectrale ne constitue qu'un seul aspect.

Dans le chapitre suivant, le comportement angulaire de ces structures sera présenté et le mécanisme de transmission sera analysé de manière détaillée.

Chapitre

4

Comportement angulaire des filtres à résonance de mode guidé

Sommaire

4.1	Comportement angulaire des filtres GMR métal-diélectriques .	72
4.1.1	Cas des structures 1D	72
4.1.2	Cas des structures 2D	77
4.1.3	Conclusion	81
4.2	Amélioration de la tolérance angulaire des filtres GMR	83
4.2.1	Expression de la fréquence de gap pour les structures entièrement diélectriques	84
4.2.2	Amélioration de la tolérance angulaire des structures GMR métal-diélectriques	89
4.2.3	Conclusion	96
4.3	Application au filtrage angulaire	98
4.3.1	Présentation du concept de filtrage angulaire	98
4.3.2	Démonstration du concept avec les filtres GMR métal-diélectriques	100
4.3.3	Conclusion	104

LE COMPORTEMENT des filtres à résonance de mode guidé est décrit comme très dépendant de l'angle d'incidence dans la littérature¹. Or certaines applications requièrent un très large champ de vision, ce qui nécessite une tolérance angulaire des filtres assez élevée ($\pm 25^\circ$ pour une ouverture relative $\frac{f}{D} \sim 1$, f étant la distance focale et D , le diamètre de la pupille d'entrée). Ce chapitre débutera par l'analyse théorique et expérimentale complète du comportement angulaire des quatres filtres passe-bande GMR métal-diélectriques décrits dans le chapitre précédent. Cette étude nous permettra d'expliquer le mécanisme de résonance de mode guidé de manière détaillée. Puis nous décrirons un concept théorique permettant d'améliorer la tolérance angulaire des filtres GMR métal-diélectriques. Il s'agit notamment de changer la forme du réseau de diffraction utilisée dans nos structures.

¹SENTENAC et al., 2005 ; WU et al., 2007.

4.1 Comportement angulaire des filtres GMR métal-diélectriques

4.1.1 Cas des structures 1D

Des mesures de transmission résolues en angle ont été réalisées sur les différentes structures présentées au chapitre précédent à l'aide du banc de caractérisation présenté dans la section 3.3.2 (résolution spectrale de 5 cm^{-1} et convergence angulaire du faisceau de $\pm 0.5^\circ$). Nous commençons ici par l'analyse théorique et expérimentale complète du comportement angulaire de la structure 1D. Ce comportement sera expliqué par un mécanisme de résonance de mode guidé dans le cas simplifié où les modes propres sont calculés avec un film d'or continu et épais. La compréhension du comportement angulaire des structures 1D nous permettra également d'expliquer les caractérisations expérimentales obtenues dans le cas des structures 2D.

La figure 4.1 montre des diagrammes où l'intensité de transmission absolue de la structure 1D est représentée en fonction du nombre d'onde $\sigma = 1/\lambda$ et de la composante du vecteur d'onde incident parallèle au plan (oxy) , $k_{\parallel}$. Suivant que l'axe de rotation de l'échantillon est y ou x , nous avons respectivement : $k_{\parallel} = k_x^{(0)} = 2\pi \sin \theta_x / \lambda$ ou $k_{\parallel} = k_y^{(0)} = 2\pi \sin \theta_y / \lambda$ (voir les encarts de la figure 4.1 pour l'orientation (xy)). Les figures 4.1a et 4.1b montrent les diagrammes de transmission expérimentaux de la structure 1D. On fait varier l'angle d'incidence θ_x (ou θ_y) de 0° à 40° par pas de 0.5° . Les figures 4.1c et 4.1d présentent les diagrammes de transmission calculés avec la méthode modale B-Spline décrite à la section 3.1.1. Etant donné que les paramètres trouvés pour expliquer les écarts mesures-calculs ne permettaient pas d'expliquer tout à fait le comportement angulaire de la structure, les calculs ont été effectués dans cette partie avec les paramètres nominaux de la structure, soit : $d_x = 2110 \text{ nm}$, $w = 200 \text{ nm}$, $t_m = 100 \text{ nm}$, $t_d = 650 \text{ nm}$ et $n_{\text{SiN}_x} = 2$. Les diagrammes expérimentaux sont en accord qualitatif avec ceux calculés : ils reproduisent les mêmes propriétés de dispersion. Les écarts entre mesures et calculs ont déjà été évoqués dans la partie 3.4.2.

Pour étudier les mécanismes de résonance, nous avons d'abord déterminé à l'aide de la méthode 4 couleurs (voir section 3.2), les vecteurs d'onde $k_{g\text{TM}}(\lambda)$ et $k_{g\text{TE}}(\lambda)$ des modes propres transverse magnétique (TM) et transverse électrique (TE) du guide d'onde. Les polarisations TM et TE sont définies selon l'orientation du plan de propagation des ondes guidées dans le film de SiN_x . En première approximation, ces modes guidés peuvent être calculés dans le cas d'un guide d'onde en SiN_x d'épaisseur t_d entouré d'une couche d'or épaisse et continue d'un côté et d'une couche infinie d'air de l'autre côté. La suite de ce paragraphe s'attache à démontrer que les résonances ont bien lieu quand un ordre diffracté se couple à l'un de ces modes guidés².

La projection des vecteurs d'onde des ordres diffractés ± 1 dans le plan (oxy) s'écrit :

$$\vec{k}_{\parallel}^{(\pm 1)} = (k_x^{(0)} \pm K_x) \vec{x} + (k_y^{(0)} \pm K_y) \vec{y} \quad (4.1)$$

²FEHREMBACH et al., 2002 ; MAGNUSSON et al., 1992.

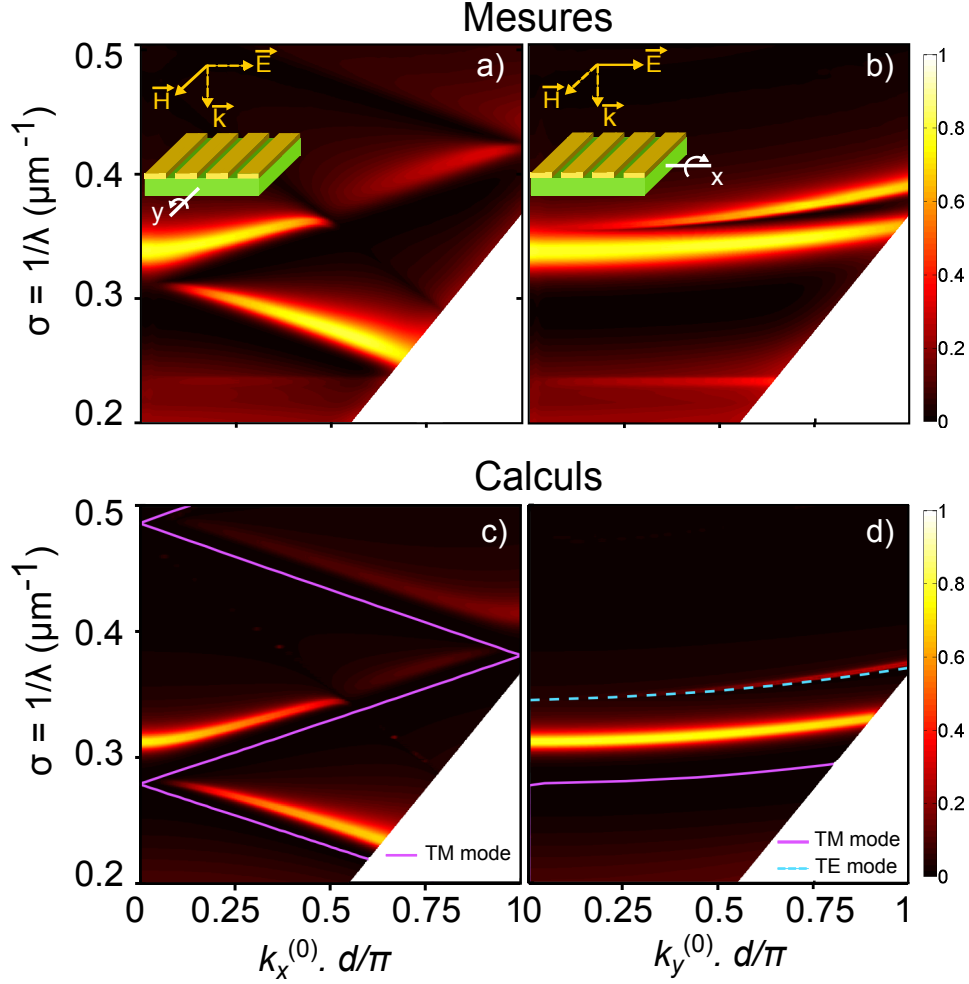


FIGURE 4.1 – Transmission de la structure 1D en fonction du nombre d'onde, $\sigma=1/\lambda$ et du vecteur d'onde incident. La lumière incidente est polarisée TM (champ H parallèle aux fentes). (a) et (b) Mesures; (c) et (d) Calculs; (a) et (c) L'axe de rotation de l'échantillon est suivant y : le vecteur d'onde incident est tel que $k_x^{(0)} = 2\pi \sin \theta_x / \lambda$; (b) et (d) L'axe de rotation de l'échantillon est suivant x : le vecteur d'onde incident est tel que $k_y^{(0)} = 2\pi \sin \theta_y / \lambda$. Courbes pleines et hachurées : courbes de dispersion théoriques des modes guidés $k_{g\text{TM}}$ et $k_{g\text{TE}}$ respectivement (calculés pour une couche d'or continue, voir section 3.2 pour leur détermination).

où $K_x = \frac{2\pi}{d_x}$; $K_y = \frac{2\pi}{d_y}$; $\vec{x}$ et $\vec{y}$ sont des vecteurs unitaires. Pour les structures 1D, $K_y = 0$.

Nous considérons d'abord le cas où l'angle d'incidence θ_x varie dans le plan $(0xz)$ (figure 4.1a et 4.1c) d'où, $k_y^{(0)} = 0$ et l'équation Eq. (4.1) peut être simplifiée en :

$$k_{//}^{(\pm 1)} = (k_x^{(0)} \pm K_x) \vec{x} \quad (4.2)$$

Quand $\theta_x \neq 0$, les normes des vecteurs d'onde des ordres $+1$ et -1 sont différentes. Ainsi pour un θ_x donné, le couplage avec le mode TM dans le film de SiN_x a lieu pour deux longueurs d'onde différentes :

$$\| \vec{k}_{//}^{(+1)} \| = \| k_{gTM}(\lambda_1) \| \quad (4.3)$$

$$\| \vec{k}_{//}^{(-1)} \| = \| k_{gTM}(\lambda_2) \| \quad (4.4)$$

Ces deux équations de dispersion, Eq. (4.3) et Eq. (4.4) sont représentées en lignes pleines (rose) sur la figure 4.1c. Le couplage n'a lieu, dans ce cas, qu'avec le mode polarisé TM, car le champ magnétique est dirigé selon l'axe y alors que la direction de propagation, elle, est selon l'axe x . On remarque que les modes calculés avec l'approximation d'une couche d'or continue permettent déjà une bonne concordance : les bandes de transmission calculées sont parallèles aux courbes de dispersion calculées. L'écart entre les deux est attribué à la perturbation induite par les fentes du réseau d'or sur les modes guidés.

Dans l'autre configuration (figures 4.1b et 4.1d), l'angle d'incidence θ_y varie dans le plan $(0yz)$ d'où, $k_x^{(0)} = 0$ et l'équation Eq. (4.1) peut être simplifiée en :

$$k_{//}^{(\pm 1)} = \pm K_x \vec{x} + k_y^{(0)} \vec{y} \quad (4.5)$$

Dans ce cas, la norme des vecteurs d'onde des ordres $+1$ et -1 est identique quelle que soit la valeur de θ_y , donc ils se couplent conjointement vers le même mode guidé (à la même longueur d'onde). Contrairement au cas précédent, les vecteurs d'onde diffractés ont des composantes suivant x et y , ce qui permet le couplage avec les modes propres TM et TE du guide d'onde. Les relations de dispersion pour un θ_y donné sont donc :

$$\| \vec{k}_{//}^{(+1)} \| = \| \vec{k}_{//}^{(-1)} \| = \| k_{gTM}(\lambda_3) \| \quad (4.6)$$

$$\| \vec{k}_{//}^{(+1)} \| = \| \vec{k}_{//}^{(-1)} \| = \| k_{gTE}(\lambda_4) \| \quad (4.7)$$

Ces équations peuvent aussi être écrites comme suit, pour chaque état de polarisation :

$$(2\pi\sigma_g(\lambda))^2 - \| \vec{k}_y^{(0)}(\lambda) \|^2 = K_x^2 \quad (4.8)$$

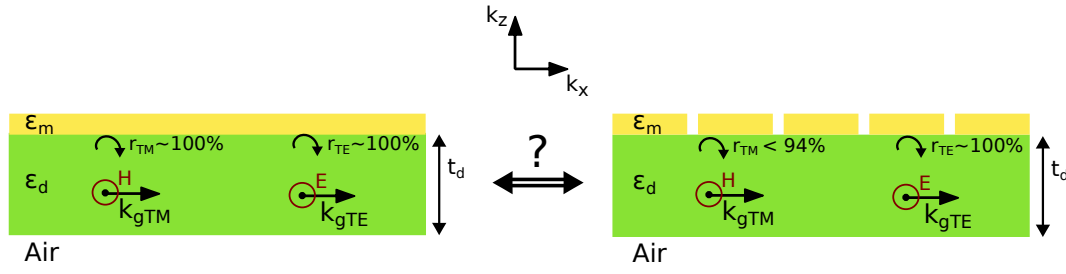


FIGURE 4.2 – Comparaison des coefficients de réflexion à l'interface entre l'or et le SiN_x dans le cas simplifié où l'or est une couche continue et épaisse et dans le cas de la structure réelle avec un réseau d'or. Les valeurs des coefficients de réflexion indiquées sur la figure sont valables sur toute la gamme 3-5 μm . L'équivalence en termes de coefficients de réflexion à cette interface est mieux respectée pour le mode TE que pour le mode TM.

où $\sigma_g(\lambda) = \frac{\|k_g(\lambda)\|}{2\pi}$, ce qui conduit à une courbe de dispersion hyperbolique. Par conséquent, la bande de transmission est plus plate que dans le cas précédent, et la tolérance angulaire du filtre passe-bande est améliorée. Les courbes de dispersion relatives aux vecteurs d'onde des modes guidés $k_{g\text{TM}}$ et $k_{g\text{TE}}$ (toujours calculées dans le cas d'une couche d'or continue) sont représentées en lignes respectivement pleines (en rose) et hachurées (en bleu) sur le diagramme de transmission de la figure 4.1d. On remarque que ces lignes coïncident bien avec les bandes de transmission calculées et qu'elles coïncident encore mieux dans le cas TE. Ceci s'explique par le fait qu'en polarisation TE, le champ électrique est pratiquement parallèle aux fentes, la lumière est donc presque entièrement réfléchie sous le réseau d'or (comme nous l'avons montré précédemment, la lumière polarisée avec le champ E parallèle aux fentes est presque entièrement réfléchie par le réseau, $r_{\text{Or-SiN}_x} \sim 100\%$ sur la gamme 3-5 μm). Le mode guidé TE voit donc un miroir presque parfait, ce qui est proche de la configuration d'or non-structuré utilisée pour la détermination de $k_{g\text{TM}}$ et $k_{g\text{TE}}$ (voir figure 4.2). Pour la polarisation TM au contraire, le champ E est perpendiculaire aux fentes, la lumière traverse donc davantage les fentes du réseau et le coefficient de réflexion est plus fortement modifié par rapport au cas du film d'or continu, que dans le cas TE ($r_{\text{Or-SiN}_x} < 94\%$ sur la gamme 3-5 μm).

L'accord entre les courbes de dispersion calculées (dans le cas d'une couche continue d'or) et les bandes de transmission calculées (avec la méthode modale B-Spline) démontre que les pics de transmission de la structure sont bien dus à un effet de résonance de mode guidé. Bien que la structure mette en jeu un réseau métallique sub-longueur d'onde, les résonances plasmoniques verticales et horizontales, définies dans la référence³, n'ont aucune influence sur la forte transmission du composant. En effet, comme nous l'avons déjà mentionné, le réseau est trop fin pour mettre en évidence une résonance plasmonique verticale⁴ et l'environnement optique du réseau n'est pas symétrique comme dans les références⁵ (air d'un côté, SiN_x de l'autre). Les plasmons de surface horizontaux ne sont pas impliqués non plus : leurs courbes

³COLLIN et al., 2001.

⁴PORTO et al., 1999.

⁵GARCIA-VIDAL et al., 2002 ; PORTO et al., 1999.

de dispersion à l'interface avec l'air ou à l'interface avec le SiN_x ne coïncident pas avec les bandes de transmission calculées (cf. figure 4.4). Le réseau métallique permet ici d'obtenir une structure fortement réfléchissante partout sauf à la longueur d'onde de résonance λ_R . La figure 4.4 trace les courbes de dispersion des plasmons de surfaces horizontaux à l'interface avec l'air et avec le SiN_x sur le diagramme de transmission simulé de la structure 1D avec $d_x = 2110$ nm, $w = 200$ nm, $t_m = 100$ nm, $t_d = 650$ nm et $n_{\text{SiN}_x} = 2$. Ces courbes de dispersion sont très proches des anomalies de Wood-Rayleigh, qui correspondent à l'apparition ou à la disparition d'ordres diffractés (cf. section 2.3.1). Elles divisent donc le diagramme en plusieurs zones correspondant à l'existence des ordres diffractés propagatifs dans l'air et dans le SiN_x (voir encarts de la figure 4.4 : les flèches blanches représentent les différents ordres diffractés). Comme attendu, la forte transmission est mesurée lorsqu'aucun ordre diffracté n'existe dans l'air (sous la ligne blanche pointillée). Cependant, dans la couche de SiN_x , les ordres diffractés sont nécessaires. En effet, l'ordre 0 ne peut pas se coupler directement aux modes guidés de la couche de SiN_x , car son vecteur d'onde est trop petit (voir équations précédentes). Seuls les ordres diffractés ± 1 permettent le couplage avec le mode propre de la couche de SiN_x . L'apparition d'un ordre diffracté propagatif dans l'espace libre cause habituellement un changement brutal de l'intensité des autres ordres diffractés (anomalies de Wood-Rayleigh). Ce phénomène est visible sur la figure 4.4 : une chute brutale de l'ordre 0 transmis est mesurée quand l'ordre -1 apparaît dans l'air (ligne pointillée blanche). Cette chute correspond aussi à la disparition de la condition de réflexion totale interne pour l'ordre -1 à l'interface SiN_x / air. Par contre, quand l'ordre +1 apparaît dans le SiN_x , aucune perturbation n'est observée sur la bande de transmission inférieure. Ceci montre que l'excitation du mode guidé, menant à cette bande de transmission aux plus faibles nombres d'onde, est principalement due au couplage de l'ordre -1.

A $k_x^{(0)} = 0$, l'onde incidente excite une onde propagative et une onde contre-propagative via les ordres ± 1 . Ces deux ondes peuvent se coupler soit de manière symétrique, soit de manière antisymétrique par rapport au plan de symétrie (Oyz). Une ouverture de gap et un aplatissement des bandes en résultent au centre de la zone de Brillouin, *i.e.* sous incidence normale. La figure 4.3 schématise ce mécanisme : les bandes bleues correspondent aux relations de dispersion dans le cas non dégénéré tandis que les bandes rouges représentent les bandes prenant en compte la perturbation au centre de la zone de Brillouin ; elles sont donc plus aplaties dans cette zone. Sur la figure 4.4, le mode symétrique conduit au pic de transmission visible sous incidence normale à $\sigma = 0.31 \mu\text{m}^{-1}$ (ou $\lambda = 3.21 \mu\text{m}$). Quand l'angle d'incidence augmente, ce pic se décale vers les forts nombres d'onde (faibles longueurs d'onde). En revanche, le mode antisymétrique ne peut pas être excité sous incidence normale : c'est la raison pour laquelle la bande située aux plus faibles nombres d'onde disparaît sous incidence normale. Cette bande se décale vers les faibles nombres d'onde (fortes longueurs d'onde) quand l'angle d'incidence augmente.

Dans cette partie, j'ai décrit en détail les diagrammes de transmission de la structure 1D dans le cas d'une polarisation TM (champ H parallèle aux fentes et à l'axe de rotation) et dans le cas d'une polarisation azimutale (champ H parallèle aux fentes mais perpendiculaire à l'axe de rotation). Cette étude a permis de valider le mécanisme de résonance de mode

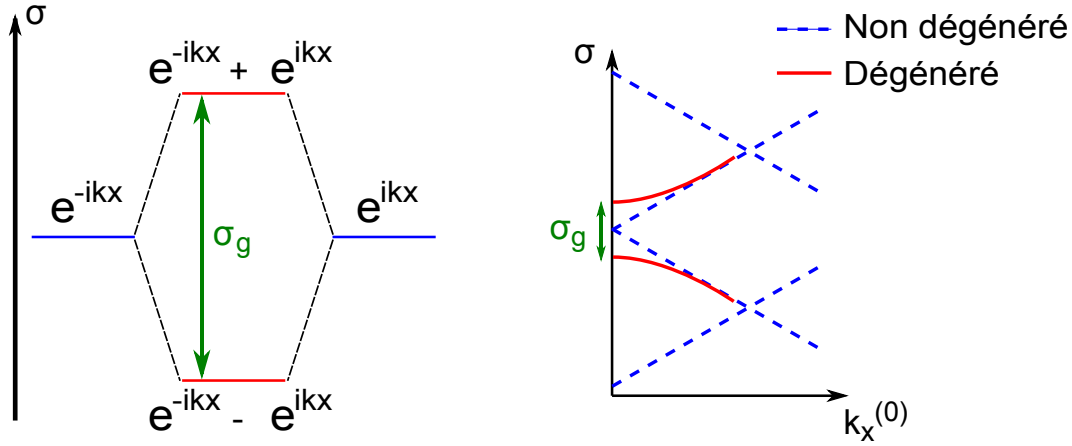


FIGURE 4.3 – Schémas mettant en évidence l'ouverture de gap au centre de la zone de Brillouin, *i.e.* sous incidence normale. À gauche, les exponentielles complexes des ondes propagatives et contre-propagatives se couplent soit de manière symétrique, soit de manière antisymétrique : les modes symétriques et antisymétriques étant dégénérés, une ouverture de gap notée σ_g apparaît. À droite, les courbes de dispersion des résonances de mode guidé sont représentées en fonction du nombre d'onde σ et de la projection du vecteur d'onde incident $k_x^{(0)}$. Les bandes bleues correspondent au cas non dégénéré tandis que les bandes rouges représentent le cas dégénéré.

guidé et d'expliquer les bandes de transmission obtenues.

Dans la partie suivante, les diagrammes de transmission obtenus pour les différentes structures 2D fabriquées seront présentés. Les similitudes entre les structures 1D et 2D, mises en évidence dans la partie 3.4 sous incidence normale, vont être confirmées sous incidence oblique.

4.1.2 Cas des structures 2D

Les figures 4.5a et 4.5b représentent les diagrammes de transmission optique expérimentaux $T(\sigma, k_{\parallel})$ obtenus avec un motif 2D carré. L'axe de rotation de l'échantillon est y ou x (voir encarts pour l'orientation et pour la polarisation de la lumière incidente). Ils sont similaires aux diagrammes de la structure 1D (figure 4.1).

De même, les diagrammes de transmission expérimentaux du composant 2D avec motifs rectangulaires, représentés sur la figure 4.6, sont aussi une combinaison de diagrammes de transmission de structures 1D de périodes $d_x = 2110$ nm et $d_y = 3000$ nm : les figures 4.6a et 4.6c sont similaires aux figures 4.1a et 4.5a, à l'exception d'un pic de transmission décalé sous incidence normale sur la figure 4.6c. En effet, dans ce cas le champ magnétique est parallèle aux fentes répétées selon une période $d_y = 3000$ nm. De même, les figures 4.6b et 4.6d sont similaires aux figures 4.1b et 4.5b (avec un décalage en longueur d'onde pour la figure 4.6d, puisque dans ce cas, le champ H est parallèle, sous incidence normale, aux fentes répétées selon une période $d_y = 3000$ nm).

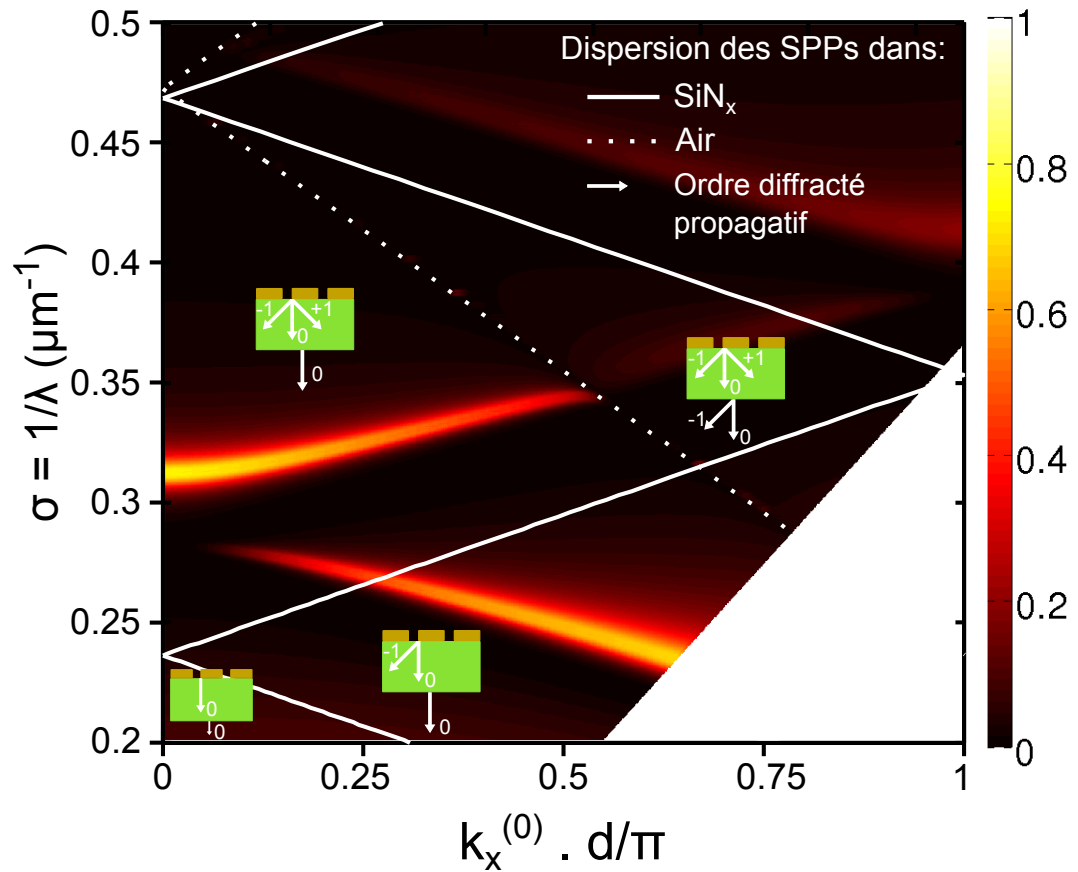


FIGURE 4.4 – Transmission de la structure 1D calculée en fonction du nombre d'onde, $\sigma=1/\lambda$ et de la projection du vecteur d'onde incident selon x . La lumière incidente est polarisée TM (champ H parallèle aux fentes). Lignes blanches : courbes de dispersion des plasmons de surface à l'interface d'air (ligne pointillée) et de SiN_x (ligne pleine). Encarts : les lignes blanches sont très proches des anomalies de Wood-Rayleigh, qui correspondent aux apparitions et disparitions d'ordres diffractés dans l'air ou le SiN_x . Elles partagent le diagramme en différentes zones. Dans chaque zone, un encart est inséré. Les flèches blanches indiquent les ordres diffractés propagatifs qui existent dans la zone.

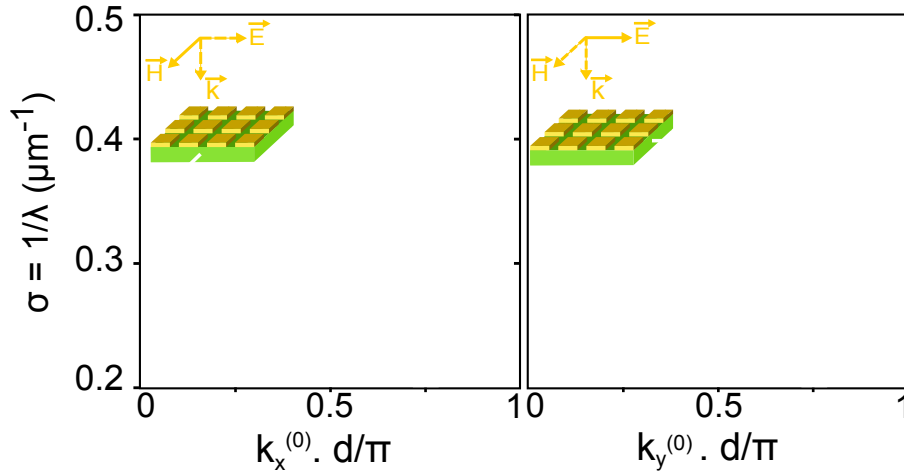


FIGURE 4.5 – Transmission mesurée de la structure 2D avec motifs carrés en fonction du nombre d'onde, $\sigma=1/\lambda$ et de la projection du vecteur d'onde incident dans le plan Oxy . La lumière est polarisée telle que le champ H est parallèle à l'axe y sous incidence normale. (a) Le vecteur d'onde incident est tel que $k_x^{(0)} = 2\pi \sin \theta_x / \lambda$; (b) Le vecteur d'onde incident est tel que $k_y^{(0)} = 2\pi \sin \theta_y / \lambda$.

L'ensemble de ces diagrammes confirme l'équivalence entre les structures 1D et 2D, même sous incidence oblique. Ce résultat n'est pas trivial : en effet, les structures 2D ont un motif de diffraction plus complexe que les structures 1D (il y a quatre et non plus seulement deux ordres diffractés d'ordre 1 : ordres $(\pm 1, 0)$ et $(0, \pm 1)$). Ces similitudes entre 1D et 2D montrent que la diffraction n'est efficace que dans la direction perpendiculaire à l'orientation du champ magnétique H . Sur la figure 3.18, les couleurs des flèches représentant les vecteurs d'onde des ordres diffractés, indiquent les ordres principalement diffractés pour chaque orientation du champ magnétique. Des calculs électromagnétiques menés avec la méthode modale RCWA⁶ confirment que la diffraction est plus efficace dans les ordres correspondant à la structure 1D équivalente. Ces résultats sont résumés dans le tableau 4.1. Ce tableau recense les efficacités de diffraction pour la structure 2D à motifs carrés, dans les configurations des figures 4.5a et 4.5b. Le champ H est suivant l'axe y , donc l'efficacité de diffraction des ordres $(\pm 1, 0)$ est supérieure de 1 à 5 ordres de grandeurs à celle des ordres $(0, \pm 1)$. Il est également intéressant de noter que dans le cas de la figure 4.5b (polarisation azimutale), pour $\theta_y = 20^\circ$, les efficacités de diffraction des ordres $(\pm 1, 0)$ polarisés TE en sortie sont non négligeables. Cela confirme la possibilité d'exciter les modes propres TE du guide d'onde dans ce cas (cf. 4.1.1).

Les diagrammes de transmission expérimentaux du composant 2D avec motifs triangulaires (triangles équilatéraux) sont représentés sur la figure 4.7, dans le cas où l'un des côtés du triangle équilatéral est dirigé suivant l'axe x . Sur les figures 4.7a et 4.7b, le champ magnétique H est dirigé selon l'axe x et sur les figures 4.7c et 4.7d, le champ électrique E est dirigé selon l'axe x . Pour les figures 4.7a et 4.7c, l'axe de rotation de l'échantillon est dirigé selon l'axe x , alors que pour les figures 4.7b et 4.7d, il est dirigé selon l'axe y . Pour tous ces diagrammes, quand le champ H est parallèle à une fente (un côté du triangle équilatéral),

⁶HUGONIN et al., 2005.

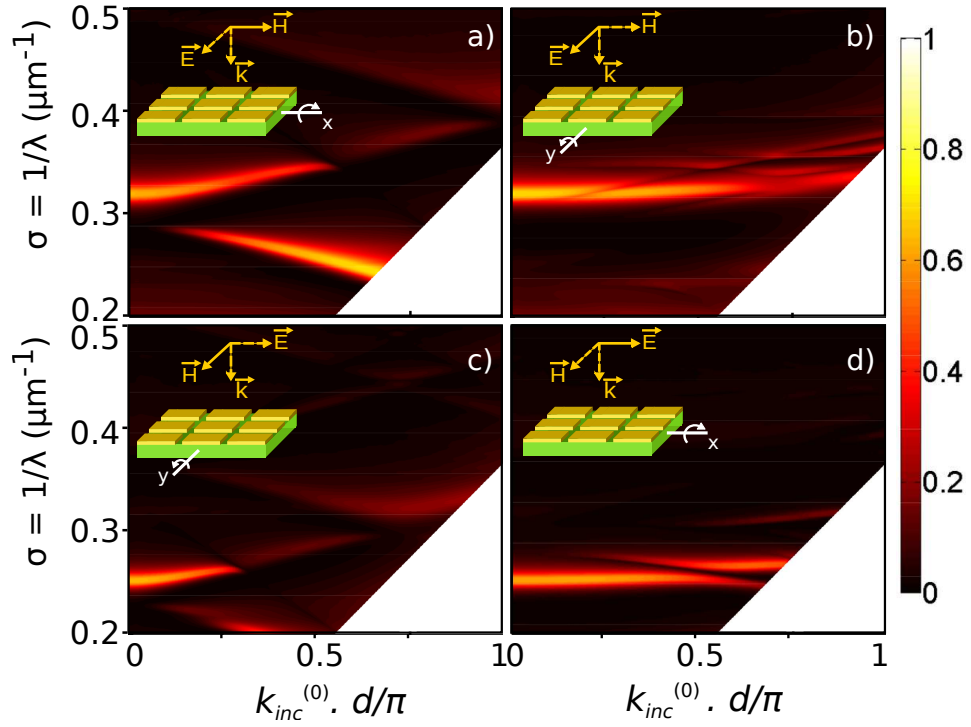


FIGURE 4.6 – Transmission mesurée de la structure 2D avec motifs rectangulaires en fonction du nombre d'onde, $\sigma=1/\lambda$ et de la projection du vecteur d'onde incident dans le plan Oxy . a) et b) Le champ H est parallèle aux fentes séparées d'une période de 2110 nm sous incidence normale; c) et d) Le champ H est parallèle aux fentes séparées d'une période de 3000 nm sous incidence normale; a) et d) Le vecteur d'onde incident est tel que $k_y^{(0)} = 2\pi \sin \theta_y / \lambda$; b) et c) Le vecteur d'onde incident est tel que $k_x^{(0)} = 2\pi \sin \theta_x / \lambda$.

TABLE 4.1 – Efficacité des ordres de diffraction dans le cas de la structure 2D avec motifs carrés pour $\lambda = 3 \mu\text{m}$. Pour les deux premières lignes du tableau, le plan d'incidence est (Oxz) et le champ H est dirigé le long de l'axe y (configuration de la figure 4.5a). Les résultats sont rapportés dans les cas $\theta_x=0^\circ$ et $\theta_x=20^\circ$. Pour les deux dernières lignes du tableau, le plan d'incidence est (Oyz) et le champ H est dirigé le long de l'axe y sous incidence normale (configuration de la figure 4.5b). Les résultats sont rapportés dans les cas $\theta_y=0^\circ$ et $\theta_y=20^\circ$.

Ordres diffractés		(0,0)	(1,0)	(-1,0)	(0,1)	(0,-1)
$(\theta_x = 0^\circ)$	TM (out)	0,0478	0,0682	0,0682	0	0
	TE (out)	0	0	0	$1,55 \cdot 10^{-5}$	$1,55 \cdot 10^{-5}$
$(\theta_x = 20^\circ)$	TM (out)	0,0413	0,0917	0,0453	$3,97 \cdot 10^{-7}$	$3,97 \cdot 10^{-7}$
	TE (out)	0	0	0	$1,5 \cdot 10^{-5}$	$1,5 \cdot 10^{-5}$
$(\theta_y = 0^\circ)$	TM (out)	0	0,0682	0,0682	0	0
	TE (out)	0,0478	0	0	$1,55 \cdot 10^{-5}$	$1,55 \cdot 10^{-5}$
$(\theta_y = 20^\circ)$	TM (out)	0	0,0667	0,0667	0	0
	TE (out)	0,049	0,0028	0,0028	$2,1 \cdot 10^{-4}$	$9,2 \cdot 10^{-5}$

il n'est pas perpendiculaire aux deux autres fentes. Ainsi, la lumière peut être transmise simultanément à travers les trois types de fentes. Mais l'axe de rotation de l'échantillon n'est pas le même pour les trois fentes. Si on s'appuie sur le parallèle entre ces structures triangulaires et trois structures 1D croisées, un diagramme de transmission obtenu dans le cas de ces triangles équilatéraux est la superposition de trois diagrammes de transmission 1D dont les plans d'incidence sont différents : si le premier plan d'incidence est le plan de référence, les deux autres sont situés à $\pm 60^\circ$ par rapport au premier. C'est la raison pour laquelle de nombreuses bandes de transmission sont mesurées dans ce cas. Les bandes de transmission peuvent sembler légèrement plus plates que celles obtenues dans les cas cartésiens (motifs carrés ou rectangulaires). Un travail plus approfondi devrait être réalisé sur ces structures triangulaires, pour comprendre toutes leurs propriétés. Or, vu le moindre intérêt de ces structures pour notre application (imagerie multispectrale) au regard des structures à motifs cartésiens, nous n'avons pas cherché à approfondir cette étude.

4.1.3 Conclusion

Dans cette partie, le comportement angulaire des différents filtres GMR métal-diélectriques fabriqués a été détaillé. Le composant 1D a différentes sensibilités angulaires, selon l'orientation du plan d'incidence par rapport aux fentes. Ce comportement particulier a été expliqué par un mécanisme de résonance de mode guidé dans le cas simplifié où les modes propres de la structure ont été calculés avec un film d'or continu et épais. Le phénomène à l'origine de cette différence de sensibilité angulaire est le fait que les ordres diffractés dans la couche de SiN_x ont des expressions différentes selon que le plan d'incidence est parallèle ou perpen-

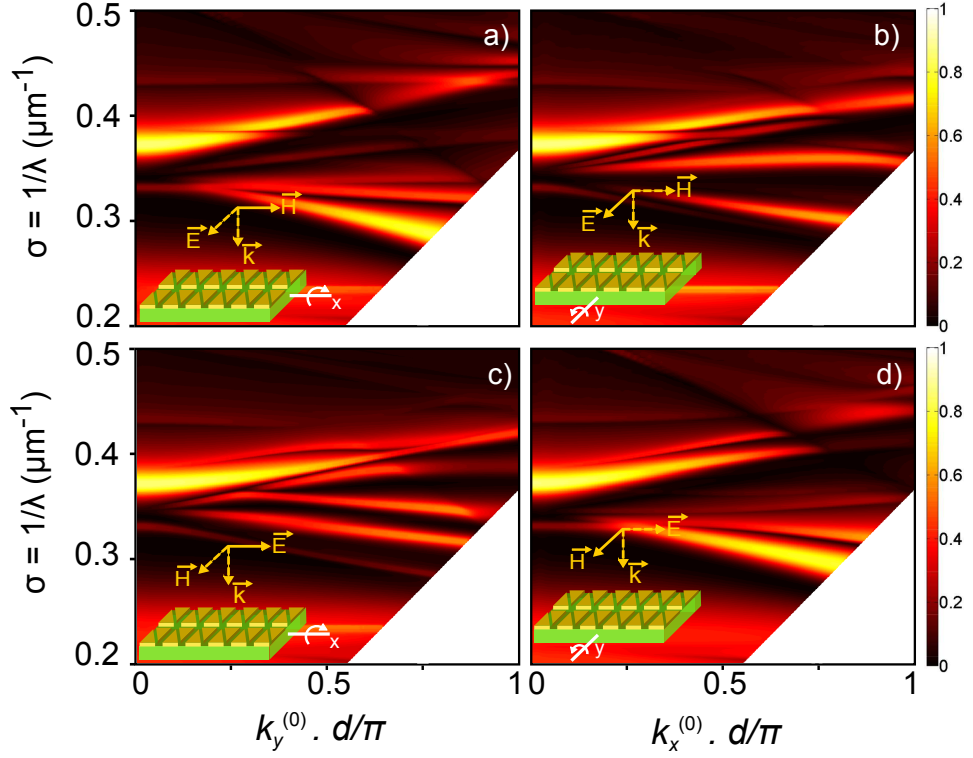


FIGURE 4.7 – Transmission mesurée de la structure 2D avec des motifs de triangles équilatéraux en fonction du nombre d'onde, $\sigma=1/\lambda$ et de la projection du vecteur d'onde incident dans le plan Oxy . Un des côtés des triangles équilatéraux est dirigé selon l'axe x . a) et c) L'axe de rotation de l'échantillon est dirigé selon l'axe x : le vecteur d'onde incident est tel que $k_y^{(0)} = 2\pi \sin(\theta_y)/\lambda$; b) et d) L'axe de rotation de l'échantillon est dirigé selon l'axe y : le vecteur d'onde incident est tel que $k_x^{(0)} = 2\pi \sin(\theta_x)/\lambda$; a) et b) Le champ H est parallèle à l'axe x sous incidence normale; c) et d) Le champ E est parallèle à l'axe x sous incidence normale. Les fentes sont séparées par une période de $d_{\text{diff}} = d_x \frac{\sqrt{3}}{2}$.

diculaire aux fentes. En outre, nous avons montré la similitude de comportement entre les structures 2D et deux structures 1D croisées.

Dans certaines applications nécessitant un large champ de vision, la tolérance angulaire des structures GMR métal-diélectriques reste trop faible (notamment à cause du cas où l'axe de rotation de la structure est parallèle au champ magnétique de la lumière incidente). Dans la suite de ce chapitre, nous présentons des concepts théoriques permettant d'améliorer la tolérance angulaire des filtres GMR.

4.2 Amélioration de la tolérance angulaire des filtres GMR

Comme nous l'avons montré dans la section précédente, sous incidence normale l'onde incidente excite dans la couche de diélectrique une onde propagative et une onde contre-propagative via les ordres ± 1 , qui peuvent se coupler soit de manière symétrique, soit de manière antisymétrique par rapport au plan de symétrie (Oyz). Les modes symétrique et antisymétrique étant dégénérés en fréquence, une ouverture de gap apparaît au centre de la zone de Brillouin, *i.e.* sous incidence normale. Cette ouverture de gap conduit à un aplatissement des bandes de transmission (voir schéma de la figure 4.3 ou les diagrammes de transmission des filtres GMR métal-diélectriques des sections précédentes).

Si la fréquence de gap σ_g augmente, l'aplatissement des bandes couvre une gamme angulaire plus large (nous verrons que ce raisonnement ne fonctionne que dans une certaine mesure) et la tolérance angulaire des filtres en est améliorée. Dans le cas des filtres GMR entièrement constitués de matériaux diélectriques, Lemarchand *et al.*⁷ ont publié une étude qui détermine l'expression de cette fréquence de gap pour un filtre en réflexion. Cette étude met notamment en évidence les paramètres qui pilotent cette fréquence de gap et propose une structure dite bi-atome permettant d'augmenter la fréquence de gap et par conséquent la tolérance angulaire.

Dans cette section, je présente d'abord l'étude théorique permettant de déterminer l'expression de la fréquence de gap et les paramètres qui la pilotent dans le cas des structures entièrement constituées de matériaux diélectriques. Cette étude ne pouvant être directement transposée au cas des filtres GMR métal-diélectriques, je montrerai dans un deuxième temps le travail que j'ai réalisé avec l'aide de Sébastien Héron (stagiaire de deuxième année à l'Institut d'Optique) pour l'adapter au cas des filtres GMR métal-diélectriques. Notre travail se concentre ici sur le cas des structures 1D mais nous verrons qu'il peut être élargi au cas des structures 2D.

⁷LEMARCHAND *et al.*, 1999.

4.2.1 Expression de la fréquence de gap pour les structures entièrement diélectriques

Résolution du problème par la méthode des perturbations

*Lemarchand et al.*⁸ traitent le cas de structures totalement diélectriques (figure 4.8) : toutes les permittivités sont réelles positives. Le réseau est sub-longueur d'onde et le guide d'onde est supposé mono-mode et sans perte. De telles structures conduisent à des filtres coupe-bande avec 100% de réflexion à la résonance. La résonance ayant lieu pour une onde incidente TE (champ E parallèle aux fentes), on se place dorénavant dans ce cas. La pulsation de l'onde monochromatique est notée ω ; la dépendance du champ en $\exp(-i\omega t)$ sera omise dans la suite. L'équation régissant l'évolution du champ E parallèle aux fentes est alors donnée par :

$$\Delta E(x, z) + \epsilon(x, z) \frac{\omega^2}{c^2} E(x, z) = 0 \quad (4.9)$$

Définissons $\epsilon(x, z) = \epsilon_{ref}(z) + \delta\epsilon(x, z)$ à partir du système de référence composé de couches continues de diélectrique (figure 4.8b) :

$$\epsilon_{ref}(z) = \begin{cases} \epsilon_1 & \text{si } h < z \\ < \epsilon > = [w\epsilon_1 + (d-w)\epsilon_g]/d & \text{si } 0 < z < h \\ \epsilon_d & \text{si } -t_d < z < 0 \\ \epsilon_s & \text{si } z < -t_d \end{cases}$$

$$\delta\epsilon(x, z) = \begin{cases} \epsilon_1 - < \epsilon > & \text{si } 0 < z < h \text{ et } \frac{d-w}{2} < |x - nd| < \frac{d}{2} \\ \epsilon_g - < \epsilon > & \text{si } 0 < z < h \text{ et } |x - nd| < \frac{d-w}{2}, n \in \mathbb{Z} \\ 0 & \text{si } h < z \text{ ou } z < 0 \end{cases}$$

avec ϵ_1 , ϵ_g , ϵ_d et ϵ_s , les permittivités respectives de l'air, du matériau constituant le réseau, du diélectrique situé sous le réseau et du substrat (cf. figure 4.8).

L'équation 4.9 peut être réécrite en :

$$\Delta E(x, z) + \epsilon_{ref}(z) \frac{\omega^2}{c^2} E(x, z) = \frac{\omega^2}{c^2} U(x, z) E(x, z) \quad \text{avec } U(x, z) = -\delta\epsilon(x, z) \quad (4.10)$$

Notre problème revient alors à résoudre une équation d'onde avec un terme de potentiel que l'on a décomposé en une partie constante et une partie variable selon x . Si l'épaisseur de la couche de réseau est assez faible, on peut considérer que le terme variable est une perturbation du système de référence et on peut appliquer une théorie des perturbations. Le problème est celui de photons piégés dans un potentiel 1D périodique selon x .

La résolution de ce type d'équation se fait en plusieurs étapes dont les 2 principales sont

⁸LEMARCHAND et al., 1999.

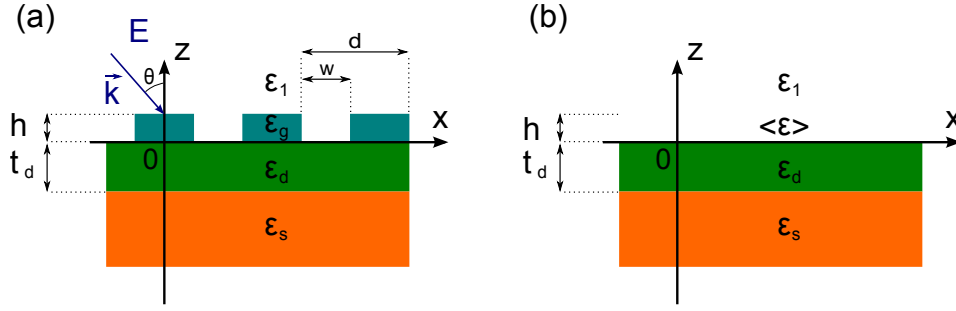


FIGURE 4.8 – a) Géométrie d'un filtre à résonance de modes guidés en réflexion 1D. Tous les matériaux sont des diélectriques (b) Géométrie du système de référence.

décrites ci-dessous :

1. On résout d'abord l'équation non-perturbée avec $\delta\epsilon(x, z) = 0$ et on recherche les solutions pseudo-périodiques qui sont de la forme : $E(x, z) = \exp(ik_x^{(0)}x) \sum_K \exp[iKx]e(K, z)$ avec $K = 2\pi n/d$, $n \in \mathbb{Z}$. Ceci donne accès aux énergies propres du système non perturbé qui sont équivalentes aux énergies (fréquences) des modes propres de notre guide d'onde.
2. On applique ensuite la théorie des perturbations avec un réseau très peu épais ($h \ll d$) et donc avec $\delta\epsilon(x, z) \neq 0$, pour trouver les termes correctifs à ajouter à ces fréquences propres.

Pour mettre en œuvre ce traitement perturbatif, l'équation différentielle 4.10 est transformée en une équation comprenant des intégrales via l'introduction de la fonction de Green du système de référence G_{ref} , qui satisfait les conditions aux limites du problème :

$$\Delta G_{\text{ref}}(x - x', z, z') + \epsilon_{\text{ref}}(z) \frac{\omega^2}{c^2} G_{\text{ref}}(x - x', z, z') = \frac{\omega^2}{c^2} \delta(x - x') \delta(z - z') \quad (4.11)$$

Par définition de la fonction de Green, le champ E peut alors s'écrire sous la forme :

$$E(x, z) = \iint G_{\text{ref}}(x - x', z, z') U(x', z) E(x', z) dx' dz' \quad (4.12)$$

Les domaines d'intégration sur z' et x' sont respectivement $[0, h]$ et $]-\infty, +\infty[$. Si h est suffisamment petit, on peut supposer que G_{ref} et E varient peu dans $[0, h]$ et on obtient :

$$E(x, 0) = h \int G_{\text{ref}}(x - x', 0, 0) U(x', 0) E(x', 0) dx' \quad (4.13)$$

La clé du raisonnement consiste à introduire ici les transformées de Fourier de la fonction de Green du système de référence et de U évaluées en $z = 0$:

$$G_{\text{ref}}(x - x', 0, 0) = \int \frac{d\kappa}{2\pi} g(\omega, \kappa) \exp[i\kappa(x - x')] \quad (4.14)$$

et

$$U(x, 0) = \sum_{K \in \Omega} u(K) \exp(iKx) \quad (4.15)$$

$$\text{avec } \Omega = \left\{ \frac{2n\pi}{d} \mid n \in \mathbb{Z} \right\}$$

Les pôles de g permettent de retrouver les relations de dispersion du guide d'onde non perturbé. Au voisinage de l'un d'eux, on peut écrire :

$$g(\kappa, \omega) = \frac{r(\kappa, \omega)}{\kappa - k_g(\omega)} = \frac{s(\kappa, \omega)}{\omega - \omega_g(\kappa)} \quad (4.16)$$

où r et s sont des fonctions régulières, et k_g et ω_g sont les modes propres de la structure.

Si on injecte dans l'équation 4.13, les décompositions en séries de Fourier de E , G_{ref} et U , on obtient pour tout $K \in \Omega$ le système linéaire :

$$e(k_x^{(0)} + K) = hg(\omega, k_x^{(0)} + K) \sum_{K' \in \Omega} u(K - K') e(k_x^{(0)} + K') \quad (4.17)$$

avec $e(q)$ correspondant à $e(q, 0)$.

Les zéros du déterminant de ce système permettent de remonter aux équations de dispersion. A ce stade, deux cas sont à distinguer : le cas non-dégénéré loin de l'incidence normale, et le cas dégénéré proche de l'incidence normale et donc du centre de la zone de Brillouin.

Résolution du problème dans le cas non-dégénéré

Comme dans le cas des filtres GMR métal-diélectriques, les vecteurs d'onde des ordres diffractés résonnants -1 et +1 sont de normes différentes loin de l'incidence normale (voir section 4.1.1). Le mode propre du guide d'onde est de fait excité à 2 longueurs d'onde distinctes d'où l'existence de deux bandes de résonance. Dans cette partie, on peut donc considérer qu'il existe un unique ordre diffracté K_x tel que :

$$|(k_x^{(0)} + K_x) - k_g(\omega)| = \mathcal{O}(h) \quad \text{ou} \quad |\omega - \omega_g(k_x^{(0)} + K_x)| = \mathcal{O}(h) \quad (4.18)$$

avec $K_x = \pm \frac{2\pi}{d}$.

En considérant le fait que $u(0) = 0$ (la valeur moyenne de $U(x, 0)$ est prise égale à 0), le système linéaire peut être simplifié en :

$$e(k_x^{(0)} + K_x) = h^2 g(\omega, k_x^{(0)} + K_x) \times \sum_{\substack{K' \in \Omega \\ K' \neq K_x}} u(K_x - K') u(K' - K_x) g(\omega, k_x^{(0)} + K') e(k_x^{(0)} + K_x) + \mathcal{O}(h^3) \quad (4.19)$$

On obtient alors l'équation de dispersion :

$$k_x^{(0)} + K_x = k_g(\omega) + h^2 r[w, k_g(\omega)] \times \sum_{\substack{P \in \Omega \\ P \neq 0}} |u(P)|^2 g[w, k_g(\omega) - P] + \mathcal{O}(h^3) \quad (4.20)$$

La perturbation induite par le réseau est d'ordre 2 en h . La partie réelle de cette perturbation conduit à un déplacement de la résonance qui est négligeable par rapport au cas du système non-perturbé. Sa partie imaginaire montre que le système est désormais ouvert et à perte. La partie imaginaire du vecteur d'onde est directement liée à la largeur à mi-hauteur des filtres. Elle est (dans le cas des filtres GMR tout diélectrique) proportionnelle à $h^2 \sum_{P \in \Omega} |u(P)|^2 \text{Im}[g(\omega), k_g(\omega) - P]$. Le couplage vers le mode guidé a lieu pour $k_x^{(0)} + K_x$; de même par définition de P , le couplage du guide d'onde vers l'espace libre a lieu pour $k_x^{(0)} + K_x - P$ et l'unique vecteur d'onde P possible pour le couplage vers l'espace libre est K_x . La largeur à mi-hauteur (FWHM) des filtres est donc proportionnelle à $h^2 |u(K_x)|^2$.

Bilan :

Dans le cas non-dégénéré, soit loin de l'incidence normale, la partie réelle du terme perturbatif est négligeable (ordre 2 en h) et la relation de dispersion est sensiblement la même que dans le cas non perturbé. La partie imaginaire du vecteur d'onde qui pilote la FWHM du pic est, quant à elle, proportionnelle à $h^2 |u(K_x)|^2$.

Résolution du problème dans le cas dégénéré

Sous incidence normale ou aux bords d'une zone de Brillouin, il existe deux ordres diffractés qui satisfont l'équation de dispersion des modes guidés :

$$|(k_x^{(0)} + K_j)| - k_g(\omega) = \mathcal{O}(h) \quad \text{ou} \quad |\omega - \omega_g(k_x^{(0)} + K_j)| = \mathcal{O}(h) \quad (4.21)$$

avec $K_j = K_{\pm x} = \pm K_x$.

En effet, les ordres diffractés résonants -1 et +1 ont même norme. Les ondes propagative et contre-propagative qu'ils génèrent, excitent donc le mode propre du guide d'onde à la même longueur d'onde, donnant naissance à deux ondes dégénérées en énergie (ou en fréquence). Elles se couplent pour donner naissance à une bande de fréquence interdite qui sépare les deux branches de résonance (figure 4.3). Dans ce cas, les termes perturbatifs seront en effet non négligeables (on les trouvera d'ordre 1 en h , à la différence de ceux trouvés dans le cas non-dégénéré) : leur expression donnera accès à une expression analytique de l'énergie de gap.

Dans ce cas, le système dégénéré en énergie se simplifie en :

$$e(k_x^0 + K_x) = hg(\omega, k_x^{(0)} + K_x)u(K_x - K_{-x})e(k_x^{(0)} + K_{-x}) + \mathcal{O}(h^2) \quad (4.22)$$

$$e(k_x^0 + K_{-x}) = hg(\omega, k_x^{(0)} + K_{-x})u(K_{-x} - K_x)e(k_x^{(0)} + K_x) + \mathcal{O}(h^2) \quad (4.23)$$

On en déduit l'expression des fréquences perturbées :

$$\omega = \omega^{(0)} \pm h|u(K_x - K_{-x})|\sqrt{s(k_x^{(0)} + K_x, \omega^{(0)})s(k_x^{(0)} + K_{-x}, \omega^{(0)})} + O(h^2) \quad (4.24)$$

$$\text{avec } \omega^{(0)} = 0.5 [\omega_g(k_x^{(0)} + K_x) + \omega_g(k_x^{(0)} + K_{-x})]$$

Cette fois la perturbation est d'ordre 1 en h : elle n'est plus négligeable et induit une déformation des relations de dispersion du système non perturbé conduisant à l'ouverture de gap. L'écart en fréquence entre les 2 branches de résonance se traduit par une fréquence de gap. L'ouverture de gap est d'autant plus importante que la force de couplage $|u(K_x - K_{-x})|$ est grande. Puisque $K_x = -K_{-x}$, on trouve :

$$\sigma_g \propto h|u(2K_x)| \text{ ou } h|u(2K_{-x})| \quad (4.25)$$

Cette ouverture de gap conduit à un aplatissement des bandes de dispersion (figure 4.3). Plus la fréquence de gap σ_g est grande, plus l'aplatissement des bandes couvrira une large gamme angulaire sur le diagramme de transmission. Il est donc possible d'augmenter la tolérance angulaire des structures GMR en augmentant cette fréquence de gap, elle-même pilotée par le coefficient $u(2K_x)$. On rappelle que le terme $u(2K_x)$ est la deuxième composante de la décomposition en série de Fourier de la permittivité du réseau tout diélectrique (équation 4.15).

Il faut également noter que le mode antisymétrique ne peut pas être excité sous incidence normale puisque la lumière incidente est symétrique par rapport au plan Oyz . Seule la branche symétrique est donc excitée sous incidence normale. La partie imaginaire du vecteur d'onde à la fréquence de résonance de la branche symétrique (proportionnelle à la FWHM du pic de transmission) est obtenue de la même manière que dans le cas non-dégénéré et est donc proportionnelle à $u(K_x)$. Les pertes de la branche symétrique sont en revanche deux fois supérieures à celles du cas non-dégénéré : la FWHM du pic est donc plus importante sous incidence normale que sous incidence oblique. Les pertes de la branche anti-symétrique sont quant à elles quasiment nulles.

Pour résumer :

- Le premier terme de la série de Fourier du potentiel périodique $u(K_x)$ pilote la FWHM du pic de résonance principal.
- Le second terme de la série de Fourier du potentiel périodique $u(2K_x)$ pilote la valeur de la fréquence de gap qui sépare les deux branches de résonance. Il influe sur l'aplatissement des branches de résonance et par conséquent sur la tolérance angulaire.

Les structures doublement périodiques

Pour un réseau simplement périodique (noté SPG pour *simply periodic grating*), soient les réseaux que nous avons étudiés jusqu'ici avec une fente a par période d , la permittivité du réseau équivaut à une fonction rectangle. Les composantes de la série de Fourier $u(K_x)$ et $u(2K_x)$ s'écrivent :

$$u(qK_x) = \frac{2(\epsilon_1 - \epsilon_g)}{qdK_x} \sin\left(\frac{qK_x a}{2}\right) \quad \text{avec } q = 1 \text{ ou } 2$$

Ces composantes sont liées l'une à l'autre : il est donc impossible d'améliorer la tolérance angulaire (en augmentant $u(2K_x)$) sans dégrader la FWHM du pic de résonance (pilotée par $u(K_x)$) dans ce cas. Lemarchand *et al.*⁹ introduisent alors des structures dites *doublement périodiques* pour remédier à ce problème. Les structures doublement périodiques consistent en l'ajout au sein de la structure d'un deuxième réseau de période $d' = d/2$, ce qui permet de modifier les harmoniques paires de la série de Fourier sans affecter les harmoniques impaires et ainsi, d'améliorer la tolérance angulaire sans dégrader la FWHM du pic de résonance.

La théorie décrite dans la première partie de cette étude (système sans perte et résonant en TE) ne peut pas être transposée directement au cas des structures GMR métal-diélectriques. Nous avons donc adapté ce travail au cas des structures incluant de fortes pertes dans le métal et résonant dans le cas d'une onde incidente TM. Une étude numérique détaillée mettra en évidence une forte amélioration de la tolérance angulaire.

4.2.2 Amélioration de la tolérance angulaire des structures GMR métal-diélectriques

La tolérance angulaire des filtres GMR métal-diélectriques est limitée par deux facteurs : la dérive en longueur d'onde des bandes de transmission et l'apparition d'un pic secondaire sous incidence oblique, due à l'excitation par l'ordre -1 du mode propre du guide d'onde. L'apparition du pic secondaire induit une perte dans l'efficacité de réjection des filtres quand l'angle d'incidence augmente. Dans cette partie, nous montrerons d'abord comment améliorer l'efficacité de réjection des filtres sous incidence normale et étouffer l'apparition du pic secondaire sous incidence oblique, ce qui constitue un premier aspect permettant d'améliorer la tolérance angulaire. Puis dans un deuxième temps, nous nous appuierons sur les travaux de Lemarchand *et al.* présentés précédemment, pour aplanir la bande de transmission excitée par l'ordre +1 sur une large gamme angulaire.

Amélioration de la réjection des filtres sous incidences normale et oblique

L'amélioration de l'efficacité de réjection des filtres GMR métal-diélectriques sous incidences normale et oblique peut être obtenue en ajoutant un deuxième réseau métallique aligné au

⁹LEMARCHAND *et al.*, 1998; LEMARCHAND *et al.*, 1999.

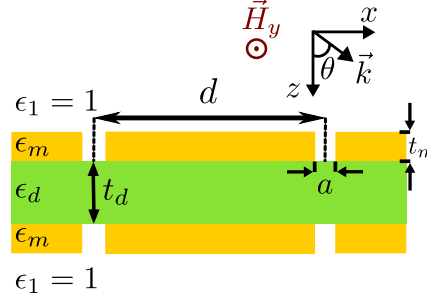


FIGURE 4.9 – Filtre à résonance de mode guidé métal-diélectrique avec deux réseaux métalliques simplement périodiques (SPG) sub-longueur d’onde de part et d’autre de la couche de diélectrique suspendue.

premier en-dessous du guide d’onde diélectrique (figure 4.9). La figure 4.10 compare les spectres en transmission calculés sous incidence normale avec la méthode modale B-splines ($n_{\text{SiN}_x}=2$, $d = 2.11 \mu\text{m}$, $t_d = 700 \text{ nm}$, $t_m = 100 \text{ nm}$, $a = 250 \text{ nm}$) d’une structure avec un seul réseau métallique au-dessus de la couche de diélectrique et d’une autre structure avec les mêmes paramètres géométriques mais ayant un réseau métallique de chaque côté de la couche de diélectrique. La transmission est tracée en échelle linéaire sur la figure 4.10a et en échelle logarithmique sur la figure 4.10b. L’efficacité de réjection de la structure avec deux réseaux métalliques est fortement améliorée, grâce à un mécanisme d’extinction parfaite¹⁰, mis en évidence sur la figure 4.10b. Il s’agit d’un phénomène d’interférences destructives à ondes multiples prenant place dans la cavité résonante formée par deux réseaux métalliques couplés en champ proche (typiquement valable pour $t_d < d/2$). Dans une cavité Fabry-Pérot classique, où les réseaux métalliques sont en champ lointain, cette extinction parfaite n’existe pas. Le décalage spectral entre les deux pics de transmission de la figure 4.10 est dû à la légère modification des modes propres k_g dans la couche de SiN_x , ce qui altère la condition de couplage $k_x^{(\pm 1)} = k_g$.

La figure 4.11 compare toujours ces deux structures mais pour des angles d’incidence de 5° , 10° et 20° . Elle montre que la structure avec un réseau métallique de chaque côté du diélectrique permet également d’atténuer la transmission du pic secondaire sous incidence oblique. Dans la suite de cette partie, nous utiliserons des structures avec un réseau de chaque côté du diélectrique de façon à s’affranchir au maximum de l’apparition du pic secondaire.

Aplanissement des bandes de transmission des filtres passe-bande métal-diélectriques

Nous adaptons maintenant le travail présenté par Lemarchand *et al.* au cas des structures GMR métal-diélectriques, *i.e.* au cas de structures mono-mode mais comprenant des pertes. Il s’agit comme dans le cas des structures entièrement diélectriques, de piloter l’ouverture de gap sous incidence normale pour aplanir les bandes de transmission et obtenir une meilleure tolérance angulaire.

Dans le cas des filtres passe-bande métal-diélectriques que nous avons étudiés, les pertes

¹⁰ESTRUCH *et al.*, 2011.

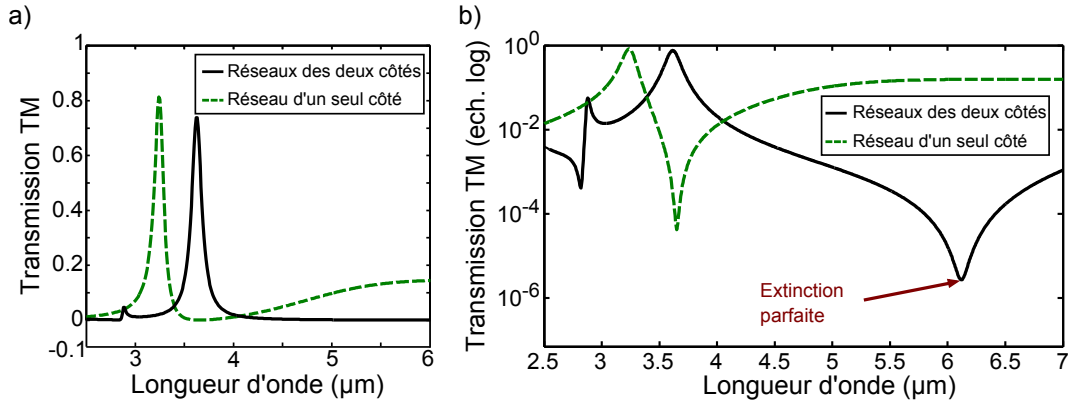


FIGURE 4.10 – Spectres sous incidence normale de filtres GMR métal-diélectriques sub-longueur d’onde avec deux réseaux métalliques SPG des deux côtés (courbes noires) ou avec un seul réseau d’un seul côté de la couche de diélectrique (courbes vertes en pointillés) : (a) En échelle linéaire ; (b) En échelle logarithmique. Les paramètres géométriques sont : $n_{\text{SiNx}}=2$, $d = 2.11 \mu\text{m}$, $t_d = 700 \text{ nm}$, $t_m = 100 \text{ nm}$, $a = 250 \text{ nm}$.

non-radiatives dans le métal dominant et limitent l’influence des pertes radiatives qui sont, elles, liées à la forme du réseau via la composante $u(K_x)$. En particulier, la largeur à mi-hauteur des pics de transmission est désormais aussi limitée par la dissipation dans le métal et non plus uniquement par le terme $u(K_x)$.

De plus, le réseau métallique est conçu pour ne transmettre que la lumière dont le champ magnétique est parallèle aux fentes unidimensionnelles (polarisation TM). On se place ici dans le cas où le plan d’incidence est le plan Oxz (cas conduisant à la moins bonne tolérance angulaire). Le champ électrique à l’intérieur du réseau étant principalement orienté le long de l’axe x , on doit considérer dans notre cas les composantes de la série de Fourier de $1/\epsilon(x)$ et non plus de $\epsilon(x)$ ¹¹.

Nous avons concentré notre étude sur le cas de structures métal-diélectriques, composées d’un réseau métallique dit « bi-atome » couplé à un guide d’onde diélectrique. Le motif du réseau bi-atome (un cas particulier de structures doublement périodiques) permet de piloter les composantes de la série de Fourier de l’inverse de la permittivité du réseau de façon à adapter la fréquence de gap et obtenir une bande de dispersion plate sur une large gamme angulaire. Le motif bi-atome consiste en un réseau de période d et de fentes de largeurs a , auxquelles sont ajoutées des fentes de largeur $a + l$. La distance entre les deux types de fentes est de $d/2$ (figure 4.12). Les fentes $a + l$ supplémentaires permettent de renforcer la composante $u(2K_x)$: si $l = 0$, la période du réseau est de $d/2$. La tolérance angulaire peut ainsi être augmentée. Le paramètre l doit par contre rester différent de zéro pour que la composante $u(K_x)$ soit non nulle et assure le couplage des ordres diffractés avec le mode guidé. Des simulations numériques ont été réalisées sur ces structures bi-atomes. Les

¹¹BORN et al., 1999.

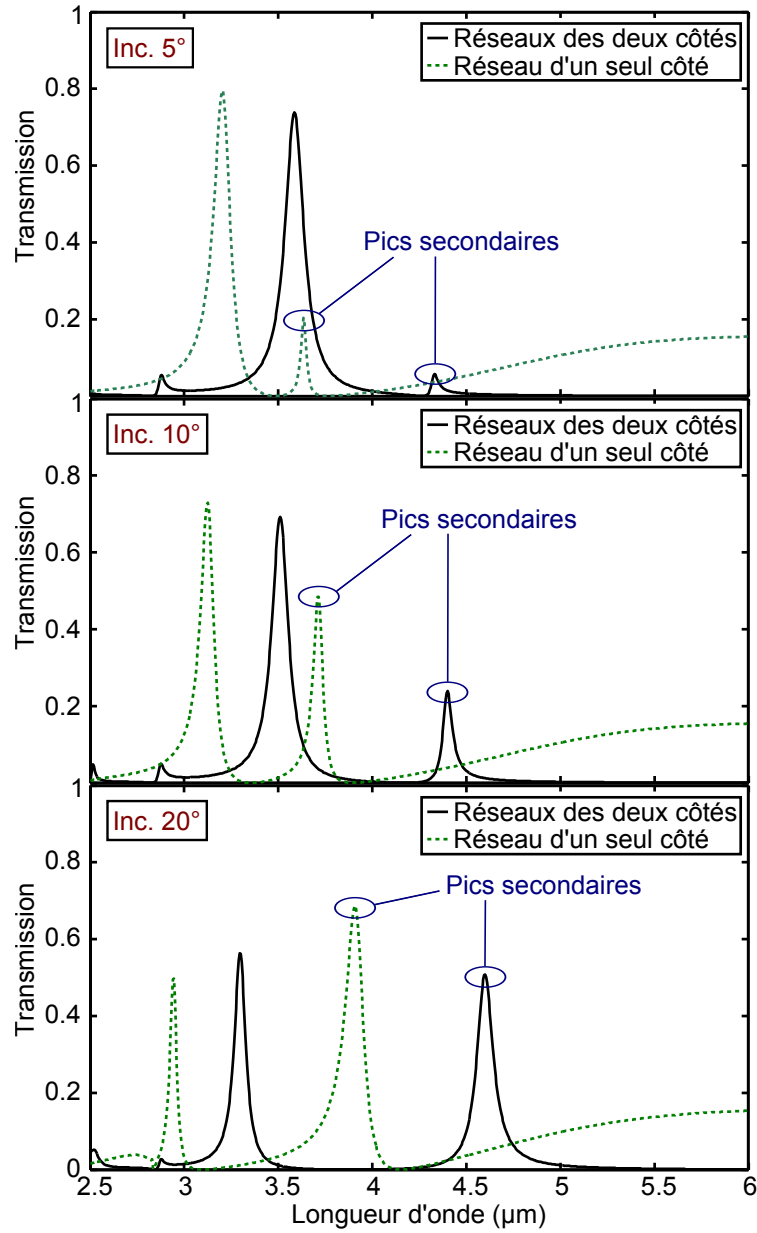


FIGURE 4.11 – Spectre de transmission sous incidence 5° , 10° et 20° dans le cas d'un filtre avec un seul réseau métallique au dessus de la couche de diélectrique et dans le cas où la couche de diélectrique est entourée de deux réseaux métalliques alignés l'un avec l'autre. Dans le cas où deux réseaux métalliques entourent la couche de diélectrique, le maximum de transmission des pics secondaires est moins important.

coefficients de Fourier relatifs de $1/\epsilon(x)$ pour ces réseaux bi-atomes sont :

$$u(qK_x) = \frac{1/\epsilon_m - 1}{q\pi} \left[\sin\left(\frac{q\pi}{2}\left(1 - \frac{2a+l}{d}\right)\right) \cos\left(\frac{q\pi}{2}\left(1 + \frac{l}{d}\right)\right) \right]$$

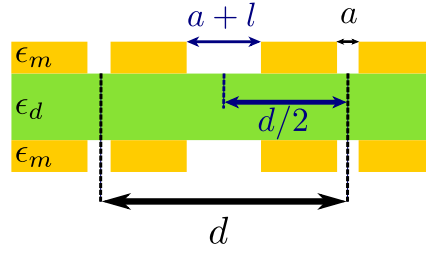


FIGURE 4.12 – Structure composée de réseaux métalliques bi-atomes de part et d'autre de la couche de diélectrique : insertion dans le réseau simplement périodique de période d et de largeur de fentes a , de fentes *perturbées* de largeur $a + l$ espacées de $d/2$ par rapport aux fentes de largeur a .

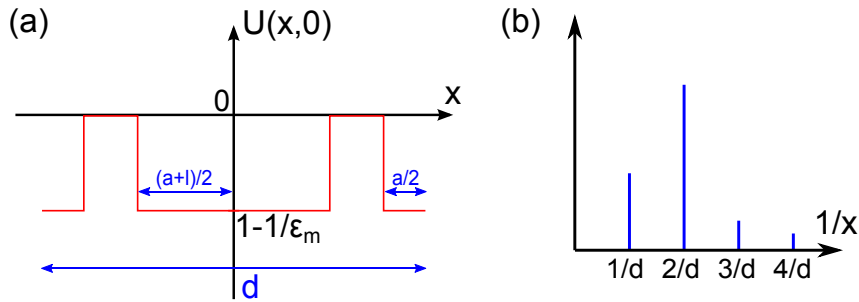


FIGURE 4.13 – Représentation graphique de la partie périodique du potentiel du réseau d'or pour une architecture *bi-atome* : (a) dans l'espace réel, le système de référence étant celui d'une couche d'or continue, (b) dans l'espace des fréquences spatiales (non à l'échelle).

Quand $l \ll d$, $u(2K_x) \approx \frac{1-1/\epsilon_m}{2\pi} \sin(\frac{\pi(a+l/2)}{d/2})$. Ainsi à une période d donnée, les structures de même fréquence de gap σ_g suivent la loi $a + l/2 = C$, avec C une constante. La figure 4.14 représente le décalage spectral entre la longueur d'onde de résonance λ_R à 0° et 10° ($\Delta\lambda = \lambda_R(0^\circ) - \lambda_R(10^\circ)$) en fonction des paramètres a et l . Elle peut être divisée en différentes zones, qui se distinguent par le signe du décalage spectral $\Delta\lambda$. Les courbes bleues tracées sur cette figure représentent les structures avec $\Delta\lambda = 0$. La courbe hachurée verte connecte les points de décalages spectraux les plus négatifs. Toutes ces courbes suivent la loi énoncée précédemment : $(a + l/2)$ constante. Cette loi reste donc valable même quand $\frac{l}{d}$ n'est plus négligeable. Cela confirme aussi que les lignes de même $\Delta\lambda$ correspondent bien aux lignes de même fréquence de gap (ou $u(2K_x)$). Il est ainsi possible d'optimiser la fréquence de gap avec la valeur moyenne des fentes du motif bi-atome $(a + l/2)$ de façon à obtenir la meilleure tolérance angulaire possible. Les diagrammes de transmission de la figure 4.15 illustre cette possibilité : ils représentent l'intensité de transmission absolue de deux structures différentes dans le plan (σ, k_x) avec σ le nombre d'onde et k_x la projection du vecteur d'onde incident selon l'axe x . La figure 4.15a représente la transmission d'une structure avec $a = 200$ nm et $l = 500$ nm (structure A, indiquée par une croix sur la figure 4.14), tandis que la figure 4.15b représente une structure avec $a = 300$ nm et $l = 600$ nm (structure B, indiquée par une croix sur la figure 4.14). La composante $u(2K_x)$ de la structure B est supérieure à celle de la structure A, la fréquence de gap est donc elle aussi supérieure. En réalité, pour

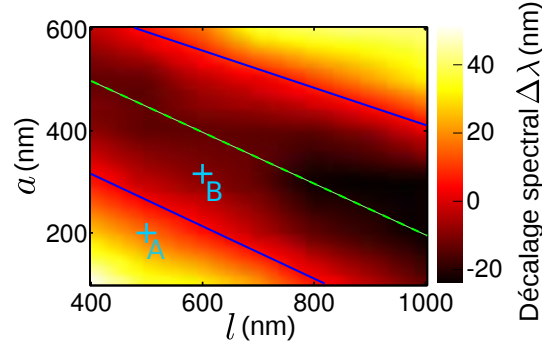


FIGURE 4.14 – Décalage spectral entre la longueur d’onde de résonance à 0° et 10° ($\Delta\lambda = \lambda_R(0^\circ) - \lambda_R(10^\circ)$) de structures bi-atomes en fonction des paramètres a et l . $d = 3 \mu\text{m}$, $t_d = 700 \text{ nm}$, $t_m = 100 \text{ nm}$; Lignes bleues : structures avec a et l tels que $\Delta\lambda = 0$; Ligne verte en pointillés : structures mettant en évidence le décalage spectral le plus négatif.

la structure B (voir figure 4.15b), la composante $u(2K_x)$ est tellement élevée que le mode de fréquence plus élevé excède la valeur $\sigma_g^{(0)}$ (fréquence correspondant au croisement des courbes de dispersion). Donc sous incidence oblique, la bande de transmission suit la courbe de dispersion qui se décale vers les faibles nombres d’onde ($\Delta\lambda$ est négatif). Au contraire, la structure A a une valeur de $u(2K_x)$ qui conduit à une bande de transmission beaucoup plus plate (figure 4.15a).

Plus généralement, si on définit la bande passante angulaire $\Delta\theta$, comme la HWHM (Half Width at Half-Maximum) de la courbe de transmission tracée à la longueur d’onde de résonance λ_R en fonction de l’angle d’incidence, les structures situées juste en-dessous de la courbe bleue la plus basse sur la figure 4.14 ont une plus large bande passante angulaire que les structures situées sur la courbe bleue elle-même. En effet, pour ces structures (dont la structure A est un exemple), le décalage spectral se fait d’abord vers les basses longueurs d’onde puis, quand l’angle d’incidence augmente, le décalage spectral change de signe et il se fait vers les fortes longueurs d’onde, ramenant le pic à sa valeur initiale (voir figure 4.16 qui représente les spectres de transmission de la structure A entre 3.8 et $4.2 \mu\text{m}$ pour divers angles d’incidence).

La figure 4.17a représente la bande passante angulaire $\Delta\theta$ de deux structures qui ont la même longueur d’onde de résonance λ_R ($\sim 4 \mu\text{m}$) : la première est une structure simplement périodique (notée SPG), avec $d = 2.48 \mu\text{m}$, $a = 350 \text{ nm}$, et la seconde est une structure bi-atome (structure A sur la figure 4.14). La structure bi-atome est presque deux fois plus tolérante angulairement ($\Delta\theta = 17^\circ$) que la structure SPG ($\Delta\theta = 9.5^\circ$). Les figures 4.17b et 4.17c illustrent cette différence de tolérance angulaire en comparant les spectres de ces deux structures pour divers angles d’incidence. La figure 4.17a met par ailleurs en évidence la possibilité d’utiliser le filtre bi-atome comme un limiteur de champ sélectionnant les angles d’incidence issus d’un cône restreint à $\pm 17^\circ$. Cet aspect de filtrage angulaire sera à nouveau abordé à la fin de ce chapitre.

La structure bi-atome suspendue présentée jusqu’à maintenant serait difficilement fa-

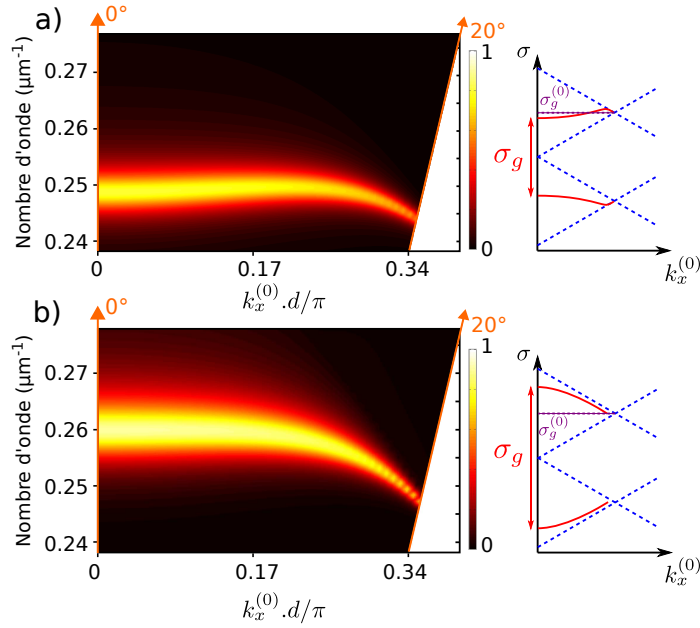


FIGURE 4.15 – Diagrammes de transmission résolus en angle calculés en fonction du nombre d'onde σ et de la projection du vecteur d'onde incident selon x $k_x^{(0)} = 2\pi \sin(\theta_x)/\lambda$ pour deux structures bi-atomes; $d = 3 \mu\text{m}$, $t_d = 700 \text{ nm}$, $t_m = 100 \text{ nm}$; (a) Structure A : $a = 200 \text{ nm}$ and $l = 500 \text{ nm}$; (b) Structure B : $a = 300 \text{ nm}$, $l = 600 \text{ nm}$.

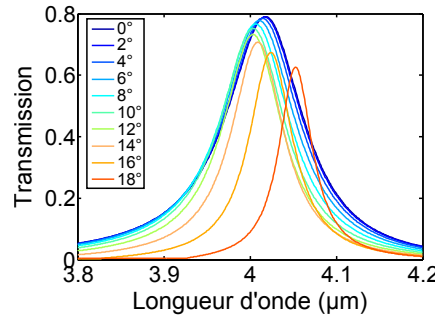


FIGURE 4.16 – Spectres de transmission de la structure A à divers angles d'incidence. Le décalage spectral se fait d'abord vers les basses longueurs d'onde puis vers les fortes longueurs d'onde.

bricable avec les procédés classiques de salle blanche. En revanche, la structure bi-atome sur substrat de saphir présentée en encart de la figure 4.19 est fabriquable avec le procédé décrit sur la figure 4.18 (à valider). Cette structure est identique à la structure présentée jusqu'ici à l'exception du substrat et des fentes du réseau d'or inférieur qui sont remplies de diélectrique. Par ailleurs, comme expliqué dans la section 3.3, un guide d'onde d'indice plus élevé est nécessaire avec les structures sur substrat de saphir pour minimiser les pertes de Fresnel. Pour les simulations, nous avons considéré un guide d'onde en carbure de silicium ($n_{\text{SiC}}=2.84$) et les paramètres géométriques sont identiques à ceux de la structure A. La figure 4.19 représente les spectres de transmission de cette structure pour différents angles

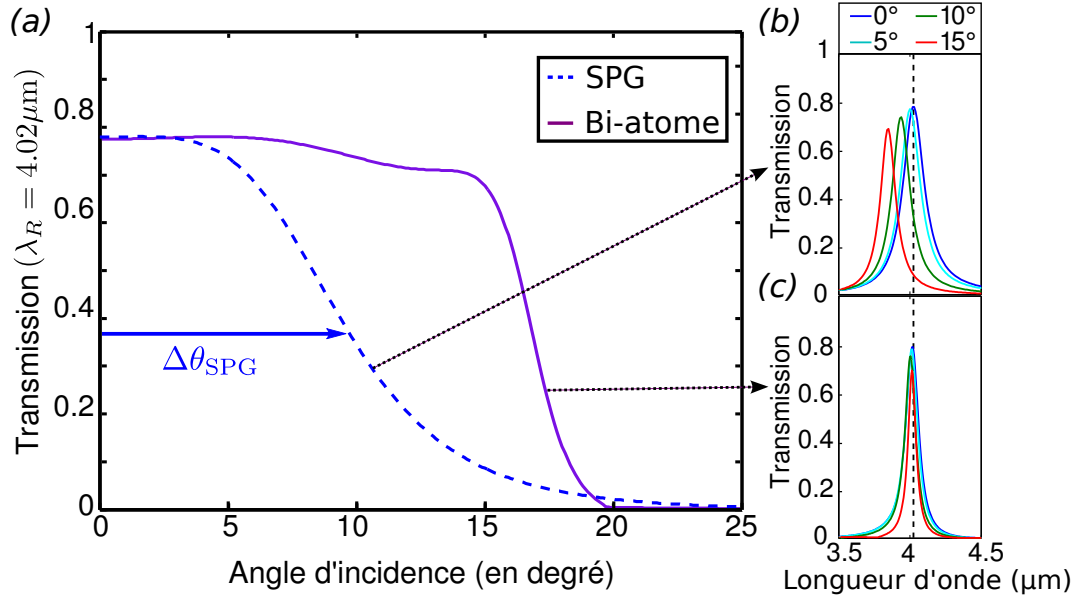


FIGURE 4.17 – (a) Transmission à $\lambda_R = 4.02 \mu\text{m}$ en fonction de l'angle d'incidence pour une structure simplement périodique (SPG) ($d = 2.48 \mu\text{m}$, $a = 350 \text{ nm}$, $t_m = 100 \text{ nm}$, $t_d = 700 \text{ nm}$) et une structure bi-atome ($d = 3 \mu\text{m}$, $a = 200 \text{ nm}$, $l = 500 \text{ nm}$, $t_m = 100 \text{ nm}$, $t_d = 700 \text{ nm}$); Spectres de transmission à divers angles d'incidence pour (b) la structure SPG et pour (c) la structure bi-atome.

d'incidence. En encart de cette figure est tracée la transmission à la longueur d'onde de résonance $\lambda_R = 5.84 \mu\text{m}$ en fonction de l'angle d'incidence. L'efficacité de réjection, l'étouffement des pics secondaires ainsi que la forme du pic principal sont préservés par rapport au cas de la structure bi-atome suspendue. La tolérance angulaire est en revanche moins bonne que celle de la structure A (la bande passante angulaire $\Delta\theta$ est de 11° contre 17° précédemment), mais les paramètres géométriques n'ont pas été optimisés dans ce cas. La tolérance angulaire obtenue n'est donc pas représentative et pourrait être améliorée. Le décalage en longueur d'onde par rapport au cas de la structure A est lié aux changements de matériaux et notamment au passage du SiN_x au SiC .

4.2.3 Conclusion

Dans cette partie, j'ai montré que les principaux défauts des filtres GMR métal-diélectriques (taux de réjection et tolérance angulaire) peuvent être corrigés par des règles de conception simples. L'efficacité de réjection est améliorée par l'ajout d'un deuxième réseau métallique en-dessous de la couche de diélectrique. Par ailleurs, l'utilisation d'un réseau métallique bi-atome permet d'optimiser l'ouverture de gap via la taille moyenne des fentes ($a + l/2$) du réseau et donc d'améliorer la tolérance angulaire. Une structure sur substrat de saphir incluant ces deux règles de conception a été proposée et est en attente de validation pour la fabrication en salle blanche.

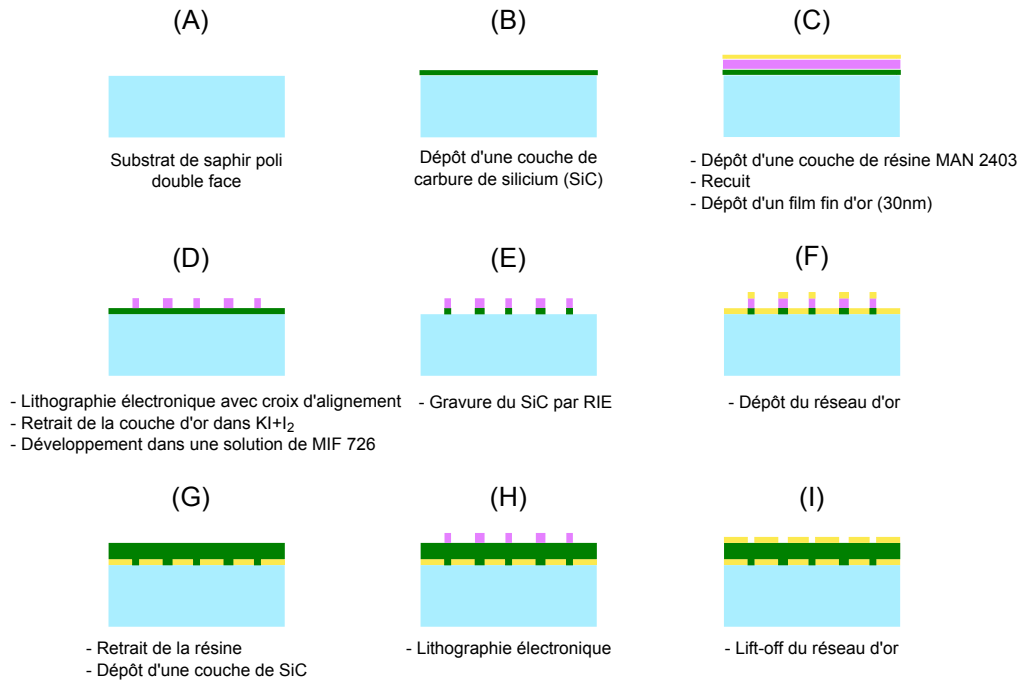


FIGURE 4.18 – Proposition d'un procédé de fabrication pour une structure avec deux réseaux d'or de part et d'autre d'un guide d'onde en carbure de silicium, SiC. L'ensemble est déposé sur un substrat de saphir.

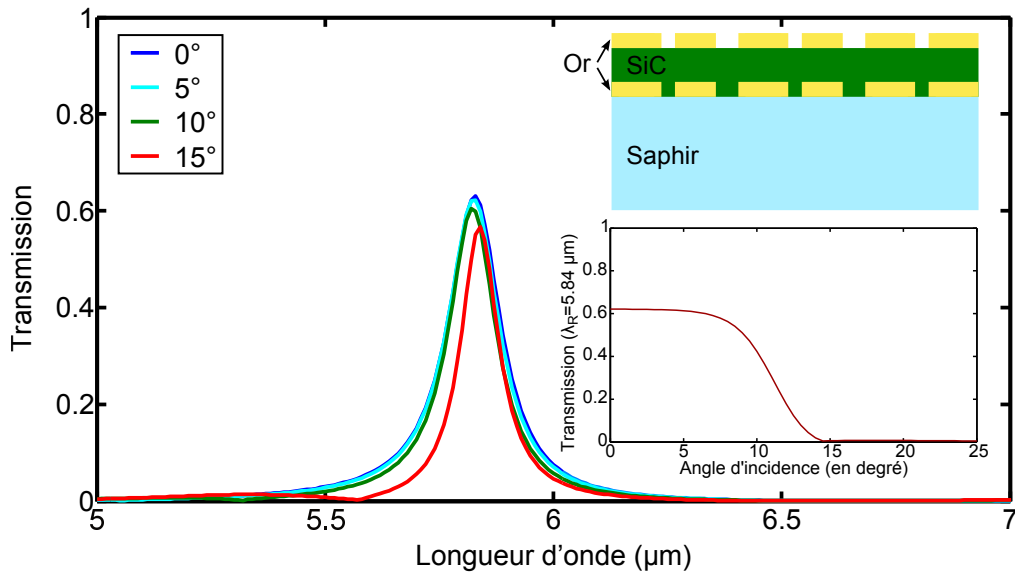


FIGURE 4.19 – Spectres de transmission à divers angles d'incidence pour une structure bi-atome avec guide d'onde en SiC et substrat de saphir. Les paramètres géométriques sont identiques à ceux de la structure A ($d = 3 \mu\text{m}$, $a = 200 \text{ nm}$, $l = 500 \text{ nm}$, $t_m = 100 \text{ nm}$, $t_d = 700 \text{ nm}$). En encart : Transmission à $\lambda_R = 5.84 \mu\text{m}$ en fonction de l'angle d'incidence pour cette structure bi-atome sur substrat.

Dans ce manuscrit, notre étude s'est concentrée sur le cas des structures 1D mais elle pourrait être élargie au cas des structures 2D (les rendant de surcroît indépendantes de la polarisation sous incidence normale) à l'aide de structures tri-atomes¹².

4.3 Application au filtrage angulaire

4.3.1 Présentation du concept de filtrage angulaire

Dans cette section, nous sortons du cadre de l'application d'imagerie multispectrale, pour nous intéresser à une autre application possible des filtres GMR métal-diélectriques : le filtrage angulaire. Cette étude a fait l'objet d'un dépôt de brevet. Nous reviendrons à l'imagerie multispectrale dans la dernière partie de ce manuscrit.

La fonction de filtrage angulaire, qui consiste à ne transmettre que la lumière issue d'un cône restreint d'angles d'incidence sur une gamme donnée de longueurs d'onde (par exemple les bandes II (3-5 μm) ou III (8-12 μm) de la transmission atmosphérique dans l'infrarouge) a de larges champs d'application : la surveillance de sites très variés tels que l'intérieur des bâtiments pour y adapter l'éclairage, le chauffage ou la climatisation en fonction de la présence humaine détectée, la surveillance de sites industriels à risques divers (par exemple la détection de fuites toxiques), la sécurité des grandes manifestations publiques. Actuellement ce type de télédétection se fait à l'aide de caméras infrarouges équipées d'objectifs « grand angle »¹³. Le coût élevé de ces optiques et celui généré par la complexité des images à traiter rend ces caméras particulièrement onéreuses. Au niveau du système de surveillance, les coûts sont encore augmentés par la multiplication des caméras et l'interprétation de la multiplicité des signaux générés. L'équipe du professeur Luke P. Lee a proposé de remplacer ces optiques « grand angle » par un système d'imagerie bio-inspiré : une mosaïque de microlentilles couplées à des guides d'onde permet d'intégrer la lumière venant de différentes directions de l'espace¹⁴. L'intégration d'éléments de conversion photo-électrique avec ce système n'est en revanche pas très aisé. Une idée est alors d'associer à la matrice de détecteur une mosaïque de filtres dits angulaires « bas coût » : chaque filtre de la matrice sélectionne un cône angulaire différent et envoie sur le détecteur un signal propre à la zone spatiale sélectionnée. Ces composants peuvent reposer sur des filtres nano-structurés, dont les chapitres précédents ont montré la grande souplesse de conception. De plus, leur fabrication massivement parallèle, grâce aux techniques issues de la microélectronique, conduit à un abaissement remarquable de leur coût. Enfin, l'association de ces filtres angulaires « bas coûts » aux détecteurs infrarouges bolométriques également très bon marché permettrait de répondre à un coût modeste, à la demande d'économie d'énergie (éclairage, chauffage, climatisation) dans les bâtiments tant publics que d'habitation.

Le filtre angulaire ne transmet la lumière que sur un cône restreint d'angles d'incidence

¹²FEHREMBACH et al., 2005 ; FEHREMBACH et al., 2007 ; FEHREMBACH et al., 2010.

¹³DRUART et al., 2009 ; DRUART et al., 2011.

¹⁴JEONG et al., 2006.

et ce, sur toute une gamme de longueurs d'onde. Dans un premier temps, la démonstration du concept de filtre angulaire que nous avons proposé est faite dans un plan de l'espace : le plan qui contient les vecteurs orthogonaux à la direction des fentes. Ce plan correspondra à l'angle $\varphi=0$ dans la suite. Par ailleurs, les filtres utilisés étant les filtres GMR métal-diélectriques, la lumière n'est transmise que lorsque le champ magnétique H est parallèle aux fentes. Donc dans un premier temps, on ne présentera que les résultats correspondant à cette polarisation (polarisation transverse magnétique, TM). Dans un deuxième temps, le concept sera généralisé au cas des valeurs non nulles de l'angle φ .

Le cône d'angle sélectionné est centré sur l'angle θ_0 et sa largeur est de $2\Delta\theta_0$. La transmission (T) est donc :

- faible, voire négligeable, pour tout angle d'incidence hors de l'intervalle $[\theta_0 - \Delta\theta_0, \theta_0 + \Delta\theta_0]$;
- significative, voire proche de l'unité, pour tout angle d'incidence de l'intervalle $[\theta_0 - \Delta\theta_0, \theta_0 + \Delta\theta_0]$. Elle montre dans cet intervalle une signature spectrale $T(\lambda)$.

D'une manière plus générale, le filtre angulaire présente une transmission dépendant à la fois de l'angle d'incidence (θ) et de la longueur d'onde (λ) : $T(\lambda, \theta)$. L'idée de base du concept consiste à combiner deux filtres spectraux ayant des dispersions angulaires différentes. La transmission (T) de l'ensemble, égale au produit des transmissions des deux filtres ($T=T_1 \times T_2$), ne sera significative que pour les angles assurant une transmission significative à travers les deux filtres. La transmission sera donc maximale pour l'angle où les courbes de dispersion des deux filtres spectraux se croisent (figure 4.20).

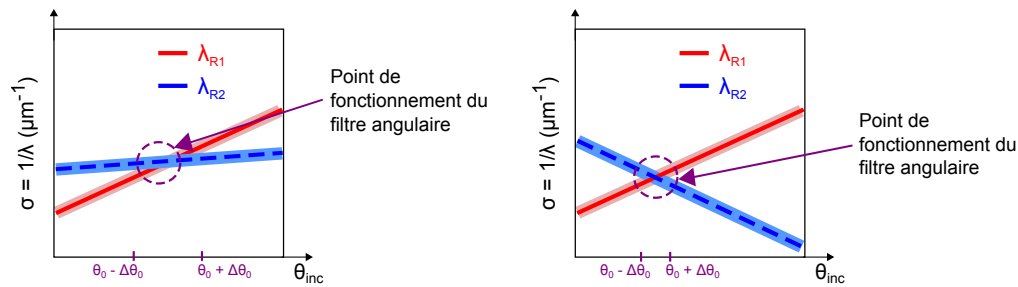


FIGURE 4.20 – Diagrammes de dispersion des deux filtres (rouge et bleu) composant l'ensemble. On illustre le croisement des diagrammes de dispersion des deux filtres spectraux dont la combinaison donnera naissance au filtre angulaire. Le point de fonctionnement du filtre angulaire se situe au croisement de ces deux lignes de dispersion. Figure de gauche : les deux comportements angulaires vont dans le même sens. Au moins un des deux filtres est très dispersif. Figure de droite : les deux comportements angulaires vont dans des sens opposés, ce qui permet une meilleure sélectivité angulaire.

La sélectivité angulaire du filtre angulaire est fortement dépendante des différences entre les dispersions angulaires des filtres qui le composent. Pour obtenir une sélectivité angulaire faible ($\Delta\theta_0$ élevé), on choisira des filtres présentant des relations de dispersion proches l'une de l'autre (figure 4.20 gauche). À l'opposé, un filtre de forte sélectivité angulaire ($\Delta\theta_0$

faible) sera obtenu en assemblant des filtres présentant des relations de dispersion fortement contrastées : deux filtres de forte dispersion dont les pentes sont de signes opposés (figure 4.20 droite). La sélectivité angulaire du filtre angulaire est également dépendante des bandes passantes des filtres qui le composent. En effet, plus la bande passante des deux filtres initiaux sera fine, plus la sélectivité angulaire sera bonne (voir figure 4.20 : plus les bandes rouges et bleus sont fines, plus $\Delta\theta_0$ est faible).

Ce concept peut-être appliqué à tout type de filtre : des filtres nanostructurés, de Bragg, de Lyot... Il peut aussi être appliqué avec un assemblage de plus de deux filtres, en particulier pour la réalisation de fonctions optiques plus contraignantes. Enfin, le concept présenté ici en transmission se généralise aisément aux filtres en absorption et en réflexion. Le cas des filtres en absorption inclut les photo-détecteurs, la réponse spectrale du filtre étant alors la courbe d'absorption du détecteur. Il est d'ailleurs possible d'assembler des filtres de natures différentes : on peut par exemple associer un premier filtre en transmission et un second en absorption, (par exemple un filtre en transmission placé devant un photo-détecteur).

Dans la suite, nous démontrerons la faisabilité de ce concept pour un filtre angulaire en transmission réalisé à l'aide de filtres GMR métal-diélectriques.

4.3.2 Démonstration du concept avec les filtres GMR métal-diélectriques

Filtre angulaire dans le plan $\varphi=0$

Dans un premier temps, nous travaillons dans le plan de l'espace correspondant à l'angle $\varphi=0$ et nous ne considérons que l'état de polarisation TM. Nous démontrerons ensuite que la fonction de filtrage angulaire est généralisable à l'ensemble de l'espace (angle $\varphi \neq 0$) et à tous les états de polarisation.

Pour démontrer le concept de filtre angulaire présenté plus haut, nous combinons deux filtres GMR métal-diélectriques unidimensionnels : l'un constitué d'un réseau simplement périodique (SPG) et l'autre constitué d'un réseau bi-atome. Comme nous l'avons montré précédemment le second a été spécialement conçu pour présenter une relation de dispersion très plate dans le plan $\varphi=0$ en polarisation TM : on considère notamment la structure A de la figure 4.14, dont le comportement angulaire est montré à la figure 4.17 (pour rappel, les paramètres géométriques de cette structure sont $d = 3 \mu\text{m}$, $a = 200 \text{ nm}$, $l = 500 \text{ nm}$, $t_m = 100 \text{ nm}$, $t_d = 700 \text{ nm}$ et $n_{\text{SiNx}}=2$). L'autre filtre considéré, simplement périodique, a au contraire été conçu pour avoir une dispersion angulaire importante dans le plan $\varphi=0$ et en polarisation TM. Les paramètres géométriques considérés sont $d = 2.5 \mu\text{m}$, $a = 300 \text{ nm}$, $t_m = 100 \text{ nm}$, $t_d = 800 \text{ nm}$ et $n_{\text{SiNx}}=2$. Les spectres en transmission de ces deux filtres sont représentés sur la figure 4.21 pour divers angles d'incidence compris entre 0° et 25° . Cette figure confirme que les relations de dispersion angulaire des deux filtres sont très différentes et se croisent.

Pour les dimensions des structures présentées, les longueurs d'onde de résonance des

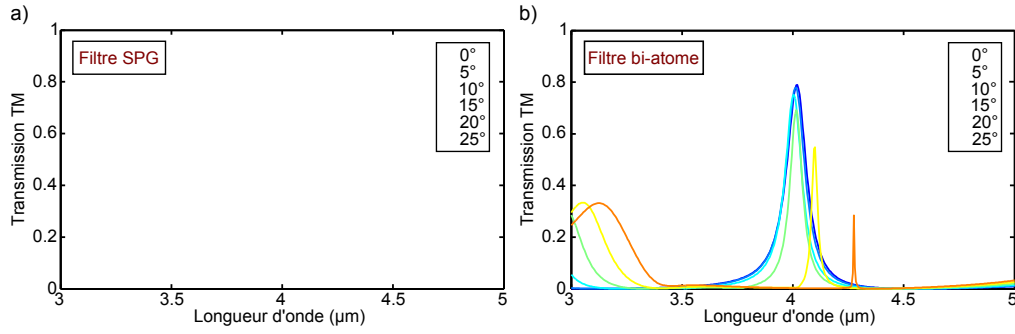


FIGURE 4.21 – Spectres en transmission pour des angles compris entre 0° et 25° a) du filtre simplement périodique (SPG) (paramètres du réseau : $a = 300$ nm, $t_m = 100$ nm, $t_d = 800$ nm et $n_{\text{SiNx}}=2$) et b) du filtre bi-atome (paramètres du réseau : $d = 3$ μm, $a = 200$ nm, $l = 500$ nm, $t_m = 100$ nm, $t_d = 700$ nm et $n_{\text{SiNx}}=2$). Les dispersions angulaires des deux filtres sont différentes et se croisent.

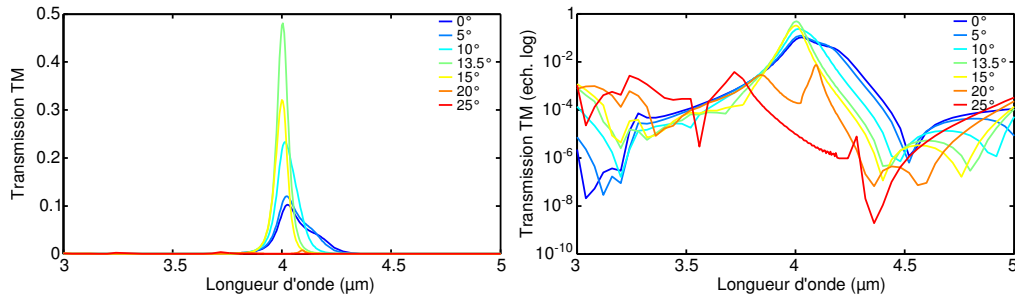


FIGURE 4.22 – Spectres en transmission de l'assemblage des deux filtres précédents séparés par une lame d'air de 300 μm pour des angles allant de 0 à 25° . Échelle linéaire (à gauche) et logarithmique (à droite).

deux filtres coïncident ($\lambda_{R1} = \lambda_{R2}$) autour d'un angle proche de 13.5° . À $\lambda=4$ μm, $\theta=13.5^\circ$, les transmissions des filtres sont $T_1=70.73\%$ et $T_2=68.04\%$. On s'attend donc à un filtre angulaire présentant une résonance pour $\lambda=4$ μm, $\theta=13.5^\circ$ avec une transmission totale $T=T_1 \times T_2=48.1\%$. Le calcul de la transmission à travers l'assemblage de ces deux filtres séparés par une lame d'air de 300 μm montre les spectres représentés pour des angles d'incidence allant de 0 à 25° (figure 4.22). En accord avec ce qui précède, on constate que la résonance a bien lieu pour $\lambda=4$ μm et $\theta=13.5^\circ$ avec un maximum de transmission de 48.1%. La largeur à mi-hauteur du pic est de 60 nm (facteur de qualité de 67), et l'efficacité de réjection est excellente en dehors du pic de résonance : sur l'exemple donné (figure 4.22), la transmission est inférieure à 0.5% en dehors de l'intervalle 3.8-4.3 μm.

Il est important de remarquer que la transmission du filtre angulaire est correctement décrite par la loi simple : $T(\lambda, \theta) = T_1(\lambda, \theta) \times T_2(\lambda, \theta)$. On peut ainsi dimensionner les filtres spectraux indépendamment les uns des autres et prédire aisément les performances du filtre angulaire obtenu par leur combinaison.

Filtre angulaire dans tout l'espace et indépendamment de l'état de polarisation

L'étude dans le plan $\varphi=0$ n'est pas suffisante car l'application visée cherche à sélectionner un cône de l'espace ($\Delta\theta, \Delta\varphi$). Nous avons donc étudié le comportement du filtre angulaire présenté précédemment dans tous les plans de l'espace (voir définition de φ et θ sur la figure 4.23) et pour tout type de polarisation incidente.

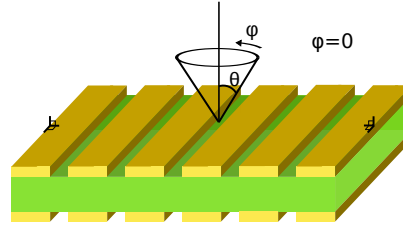


FIGURE 4.23 – Définition des angles θ et φ . Le plan $\varphi=0$ (en bleu) contient les deux vecteurs perpendiculaires à l'axe des fentes. La structure représentée est simplement périodique.

La figure 4.24 présente quatre diagrammes polaires représentant la transmission TM (échelle de couleur) en sortie du filtre angulaire pour une onde incidente TM en fonction de la longueur d'onde (axe radial) et de l'angle θ dans les plans $\varphi=0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 90^\circ$. La figure du plan $\varphi=0^\circ$ met clairement en évidence les deux secteurs angulaires d'intérêt (transmission maximale en jaune) autour des angles $\theta=13.5^\circ \pm 8^\circ$ pour une longueur d'onde proche de $4 \mu\text{m}$. On note également la présence de deux taches lumineuses parasites pour des angles θ compris entre 70° et 90° . Mais dans l'application, ces transmissions parasites sont écrantées par la présence soit du boîtier du détecteur soit d'un écran limiteur de champ pour les angles θ au delà de 70° .

Pour les autres états de polarisation, la transmission des filtres est négligeable. Seul le cas d'une lumière TE en sortie du filtre angulaire avec une lumière incidente TE présente une transmission non nulle dans le plan $\varphi=90^\circ$. Ce cas est représenté sur la figure 4.25. Cette transmission est néanmoins négligeable par rapport à la transmission au point de fonctionnement du filtre angulaire.

La figure 4.26 présente quatre diagrammes polaires représentant le comportement du filtre angulaire pour différents états de polarisation en fonction des angles θ (axe radial) et de l'angle φ . L'échelle de couleur correspond à l'intégrale de la transmission des filtres sur la gamme de longueurs d'onde $3.81\text{--}4.19 \mu\text{m}$ à θ et φ fixés. Cette figure met en évidence que la lumière incidente polarisée TM est très majoritairement transmise à travers le filtre angulaire par rapport aux autres polarisations. Cette lumière transmise est par ailleurs polarisée TM en sortie de filtre angulaire. Si un écran froid est utilisé pour couper les angles provenant de $\theta > 60^\circ$, la lumière sera par ailleurs très majoritairement transmise dans un cône de lumière correspondant à $\theta=13.5^\circ \pm 8^\circ$ et $\varphi=\pm 20^\circ$ (les taches lumineuses parasites à θ proche de 90° sur les figures $\text{TM}_{\text{inc}} - \text{TM}_{\text{out}}$ et $\text{TE}_{\text{inc}} - \text{TE}_{\text{out}}$ sont écrantées par le boîtier du détecteur ou l'écran limiteur de champ).

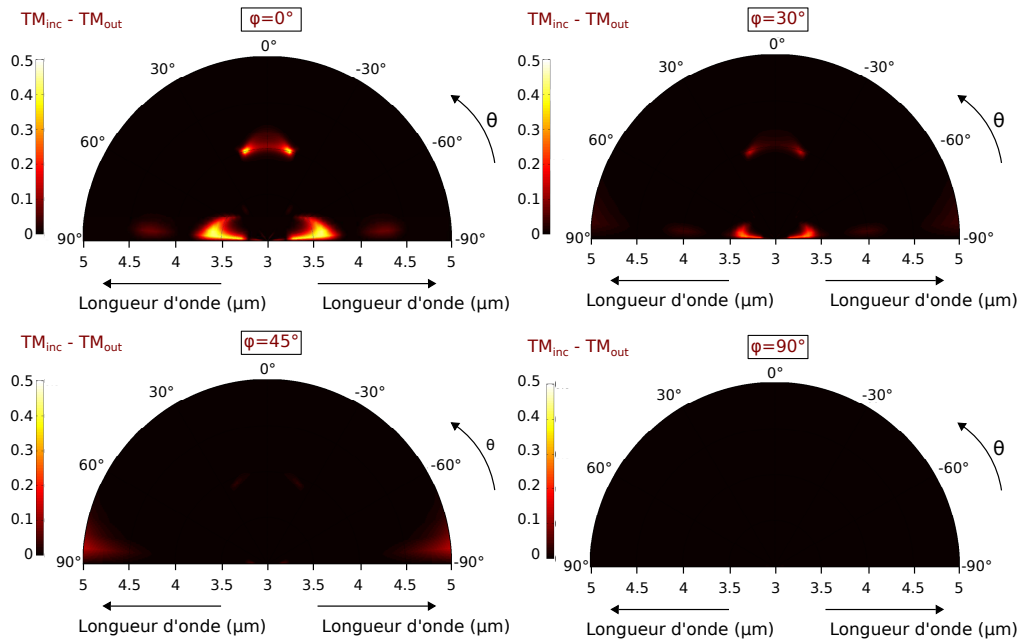


FIGURE 4.24 – Diagramme représentant la transmission TM en sortie du filtre angulaire pour une onde incidente TM en fonction de la longueur d'onde et de l'angle θ dans les plans $\varphi=0^\circ$, 30° , 45° et 90° .

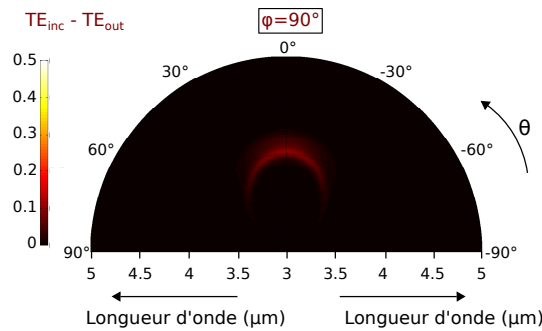


FIGURE 4.25 – Diagramme représentant la transmission TE en sortie du filtre angulaire pour une onde incidente TE en fonction de la longueur d'onde et de l'angle θ dans le plan $\varphi=90^\circ$.

L'assemblage de deux filtres GMR métal-diélectriques, l'un simplement périodique, l'autre bi-atome, permet donc de réaliser une fonction de filtrage angulaire dans le cône de lumière (dans le cas illustratif développé, le cône de lumière en question est : $\theta=13.5\pm 8^\circ$ et $\varphi=\pm 20^\circ$). Le comportement angulaire des filtres GMR métal-diélectriques, qu'il soit simplement périodique ou bi-atome ne permet pas d'obtenir une transmission significative au delà de 30° à 40° du fait de l'anomalie en transmission de Rayleigh, correspondant à l'apparition de l'ordre diffracté -1 dans l'air (voir figure 4.4). Cette anomalie dépend uniquement de la période du réseau : on peut donc augmenter cette période pour permettre à la transmission de rester significative sur une gamme d'angles plus importante. Cela ne fonctionne en revanche que dans une certaine limite. Une application demandant une sélection angulaire différente

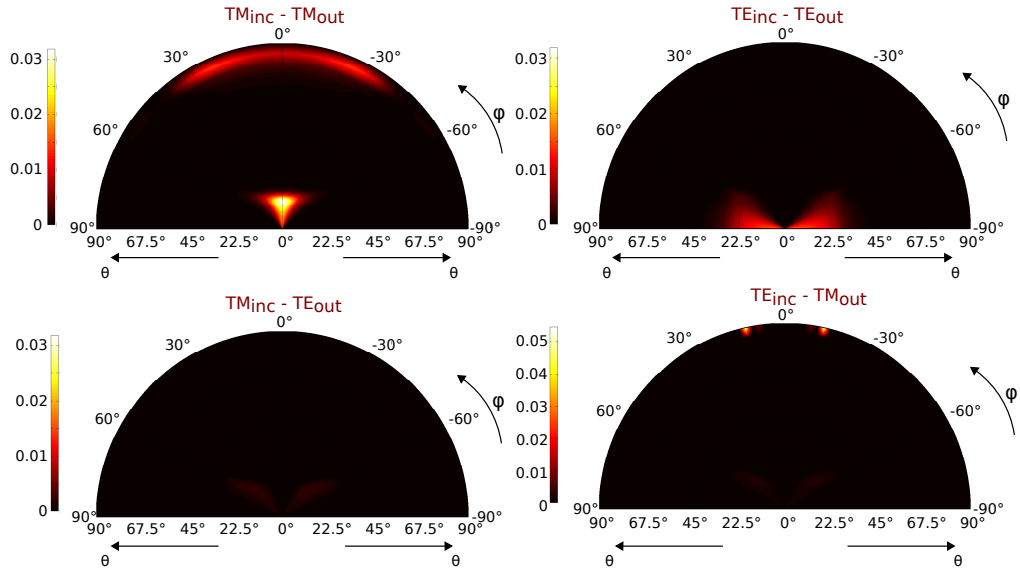


FIGURE 4.26 – Comportement du filtre angulaire en fonction des angles θ (axe radial) et φ . L'échelle de couleur correspond à l'intégrale de la transmission des filtres sur la gamme de longueur d'onde 3.81-4.19 μm à θ et φ fixés. TM_{inc} ou TE_{inc} indiquent l'état de polarisation de la lumière incidente. La lumière peut être polarisée TM ou TE à la sortie de la structure : TM_{out} ou TE_{out} indiquent la transmission de la structure pour l'un ou l'autre des états de polarisation en sortie de filtre angulaire.

devra mettre en œuvre des filtres différents des structures GMR métal-diélectriques : filtres de Bragg, filtres à base de réseaux métalliques suspendus¹⁵, structures MIM (Metal Isolant Metal)¹⁶...

4.3.3 Conclusion

La dernière partie de ce chapitre a mis en évidence l'utilisation possible des filtres GMR métal-diélectriques pour une autre application que l'imagerie multispectrale : on combine ici deux filtres de dispersions angulaires très différentes pour obtenir une fonction optique de filtrage angulaire : l'ensemble ne transmet que la lumière issue d'un cône restreint d'angles d'incidence sur une gamme donnée de longueurs d'onde. Un exemple illustratif combinant un filtre simplement périodique et un filtre bi-atome permet de sélectionner très majoritairement un cône de lumière $\theta=13.5\pm 8^\circ$ et $\varphi=\pm 20^\circ$ pour la lumière polarisée TM (l'onde transmise en sortie de l'ensemble étant également polarisée TM). Cette étude a fait l'objet d'un dépôt de brevet. Dans la suite de ce manuscrit, nous nous remettons dans le cadre de l'imagerie multispectrale.

¹⁵ COLLIN et al., 2010; HAÏDAR et al., 2010.

¹⁶ BOUCHON et al., 2012; KOECHLIN et al., 2011.

Troisième partie

Imagerie multispectrale
infrarouge pour la détection de
gaz

Chapitre

5

Optimisation d'une matrice de filtres

Sommaire

5.1	Introduction à l'imagerie multispectrale avec MULTICAM . . .	108
5.1.1	Description détaillée de la caméra MULTICAM	108
5.1.2	Traitement des images multispectrales	108
5.1.3	Détection de CO ₂ pour la télémétrie	109
5.2	Influence du gabarit des filtres et de leur nombre	112
5.2.1	Reconstruction d'un corps noir à 400 K	112
5.2.2	Reconstruction d'une flamme de briquet	115
5.3	Influence du positionnement des filtres par rapport au signal de la scène à reconstruire	117
5.4	Conclusion	120

LES DEUX premières parties de ce manuscrit ont présenté le concept des filtres GMR métal-diélectriques et ont mis en évidence leur intérêt pour l'imagerie multispectrale dans l'infrarouge. Dans cette partie, nous revenons au cas simple d'un filtre composé d'un unique réseau métallique simplement périodique déposé sur un guide d'onde en diélectrique. En effet, je n'ai pas eu le temps au cours de ma thèse de développer le procédé de fabrication des autres concepts de filtres (filtre avec deux réseaux, simplement périodique ou bi-atome, de chaque côté du diélectrique). Comme nous l'avons expliqué dans la première partie, la génération précédente du spectro-imageur instantané MULTICAM était composée d'une matrice de 11 filtres basés sur le concept d'un réseau métallique de fentes unidimensionnelles¹. Les filtres GMR métal-diélectriques ont l'avantage de pouvoir être, contrairement à l'ancienne génération, indépendants de la polarisation : on collecte ainsi deux fois plus de flux. De plus, la forme des pics est quasiment symétrique et l'efficacité de réjection est meilleure que celle de la génération précédente (et ce, même dans le cas d'un unique réseau métallique déposé au-dessus du diélectrique). Nous avons cherché à exploiter les bonnes propriétés optiques de cette nouvelle génération de filtres pour la détection de gaz et plus particulièrement pour la détection de CO₂. Une matrice de filtres basée sur ce concept a donc été fabriquée et intégrée au sein de la caméra MULTICAM.

Dans cette partie, je commencerai par présenter en détail la caméra multispectrale infrarouge ainsi que les enjeux liés à la détection de CO₂. Le choix du gabarit des filtres (largeur à mi-hauteur, efficacité de réjection), le nombre de filtres nécessaires ainsi que l'espacement entre ces filtres dépendent bien évidemment de l'application visée. Je présenterai donc dans

¹HAÏDAR et al., 2010.

un deuxième temps, l'étude que j'ai réalisée pour optimiser la conception des filtres de la matrice dans le cas où nous nous affranchissons des contraintes liées au bruit. Enfin les résultats obtenus avec la nouvelle génération de MULTICAM seront présentés. Les difficultés liées au bruit ou aux erreurs éventuelles de mesure pour l'exploitation des données seront mises en évidence et la nécessité d'utiliser des méthodes d'inversion plus robustes au bruit seront discutées.

5.1 Introduction à l'imagerie multispectrale avec MULTICAM

5.1.1 Description détaillée de la caméra MULTICAM

Le spectro-imageur instantané MULTICAM est une caméra multi-voies constituée d'une matrice de filtres, chacun d'entre eux sélectionnant une bande spectrale différente, et de trois matrices de microlentilles (plans-convexes en silicium traité anti-reflet) permettant d'imager la scène sur une matrice de détecteurs HgCdTe de 320×256 pixels (taille d'un pixel : $30 \mu\text{m} \times 30 \mu\text{m}$). L'ensemble est inclus dans un cryostat refroidi à l'azote liquide. Cette architecture permet d'obtenir plusieurs imagerie de la même scène correspondant chacune à une bande spectrale différente. Un schéma de cette caméra a déjà été présenté dans la première partie de ce manuscrit sur la figure 1.7. Chacune des voies est constituée de trois microlentilles de diamètre 1,5 mm et image la scène sur une zone de 50×50 pixels. Elles constituent un télescope de 20 mm de long travaillant proche de la limite de diffraction et sont équivalentes à des lentilles parfaites d'ouverture relative égale à 8 et de longueur focale égale à 13,3 mm. La parallaxe entre les différentes voies est très faible et le champ de vision individuel de chaque voie est de 3° . Une matrice de trous est ajoutée à cet assemblage : elle permet d'abord de filtrer spatialement le signal puis de fortement diminuer le recouvrement du signal entre les différentes voies².

5.1.2 Traitement des images multispectrales

Les images multispectrales obtenues avec la caméra MULTICAM sont en fait constituées de n imagerie correspondant à chacun des n filtres de la matrice. Le traitement de cette image multispectrale peut être réalisé soit de manière directe, soit par la reconstruction du spectre de la scène.

La première méthode consiste à utiliser directement les informations contenues dans l'image : la luminosité relative d'une imagerie par rapport aux autres permet de tirer directement des informations sur la signature spectrale de l'objet observé.

Mais pour certaines applications, il peut être nécessaire de remonter au spectre, et ce, en tout point de la scène imagée. Le vecteur correspondant à un point de l'objet sur les différentes imagerie est de taille n correspondant aux n imagerie (*i.e.* aux n filtres). Les

²DRUART et al., 2008.

éléments de ce vecteur correspondent à l'intégrale, sur toute la gamme de longueurs d'onde du détecteur, du produit de la transmission des filtres $T_{F_i}(\sigma)$ et du signal envoyé par la scène $Signal(\sigma)$. On peut approximer ces intégrales par des sommes, à condition que le pas en nombre d'onde $\Delta\sigma$ soit constant et que le terme sous l'intégral varie peu sur un pas :

$$\begin{pmatrix} \int_{\sigma_1}^{\sigma_m} T_{F_1}(\sigma) Signal(\sigma) d\sigma \\ \vdots \\ \int_{\sigma_1}^{\sigma_m} T_{F_n}(\sigma) Signal(\sigma) d\sigma \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} \sum_{i=1}^{i=m} T_{F_1}(\sigma_i) Signal(\sigma_i) \\ \vdots \\ \sum_{i=1}^{i=m} T_{F_n}(\sigma_i) Signal(\sigma_i) \end{pmatrix} \cdot \Delta\sigma$$

Par ailleurs ce vecteur approchant les intégrales par des sommes est égal au produit de deux matrices :

$$\begin{pmatrix} \sum_{i=1}^{i=m} T_{F_1}(\sigma_i) Signal(\sigma_i) \\ \vdots \\ \sum_{i=1}^{i=m} T_{F_n}(\sigma_i) Signal(\sigma_i) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{F_1}(\sigma_1) & \dots & T_{F_1}(\sigma_m) \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ T_{F_n}(\sigma_1) & \dots & T_{F_n}(\sigma_m) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} Signal(\sigma_1) \\ \vdots \\ Signal(\sigma_m) \end{pmatrix}$$

Les lignes de la première matrice correspondent au spectre des n filtres et la seconde matrice est un vecteur colonne de taille m (taille du vecteur de nombre d'onde), correspondant au spectre de la scène imagée. La première matrice est connue par la caractérisation des différents filtres dans un FTIR (spectromètre infrarouge à transformée de Fourier). La seconde est le spectre que nous cherchons à reconstituer à partir de l'image multispectrale. Cette dernière donne quant à elle, accès au vecteur approchant les intégrales par des sommes. Reconstituer le spectre de la scène consiste donc à résoudre un problème d'inversion. La difficulté réside dans le fait que la matrice à inverser (matrice contenant les spectres de tous les filtres de la matrice) n'est pas carrée. Il existe différentes méthodes d'inversion des données, que nous détaillerons dans la suite de ce manuscrit. La méthode la plus classique (mais la moins robuste au bruit de la scène) est le calcul de la pseudo-inverse de Moore-Penrose. Algorithmiquement, l'inverse de la matrice s'obtient à partir d'une décomposition en valeurs singulières. Nous y reviendrons plus en détail dans la suite.

Dans ce premier chapitre, nous n'utiliserons que cette méthode d'inversion. En effet par souci de simplicité, la sélection du gabarit des filtres de la matrice sera effectuée pour optimiser la détection de CO_2 dans le cas où il n'y a aucun bruit. Dans ces conditions la méthode de Moore-Penrose est adaptée. Dans le deuxième chapitre de cette partie, nous passerons au cas réel où le bruit rentre en compte et des méthodes d'inversion plus adaptées seront présentées 6.2.1.

5.1.3 Détection de CO_2 pour la télémétrie

Comme nous l'avons vu dans la première partie de ce manuscrit, l'atmosphère terrestre n'est pas transparente pour toutes les longueurs d'onde de l'infrarouge. Sur la bande II, le

CO₂ contenu dans l'air (donc à température ambiante) absorbe fortement le rayonnement infrarouge autour de 4.25 μm (voir figure 1.2). Cette absorption peut en réalité être mise à profit afin d'évaluer la distance entre un objet chaud, qui émet un signal autour de la raie d'absorption du CO₂ de l'atmosphère, et la caméra. De même, elle peut être utilisée dans le cas d'un corps noir placé à une distance fixe de la caméra, pour évaluer la concentration en CO₂ de l'atmosphère qui l'entoure. En effet, un corps noir porté à une certaine température verra son spectre se creuser autour de 4.25 μm au fur et à mesure qu'on l'éloigne de la caméra (puisque la quantité de CO₂ entre celui-ci et la caméra augmente) ou que la concentration de CO₂ augmente sur le chemin entre le corps noir et la caméra. De même, le spectre d'émission d'une flamme de CO₂ chaud est déformé par l'absorption du spectre de CO₂ froid au fur et à mesure que la flamme est éloignée de la caméra (ou que la concentration de CO₂ augmente). Des simulations de ce phénomène ont été réalisées à l'aide d'un logiciel « raie par raie » développé en interne à l'ONERA³ et fourni par Patrice Perez du DOTA. Pour la simulation, j'ai considéré une flamme de CO₂ composée de 49 % de CO₂, de 49 % de H₂O, 1 % de N₂ et de 1% O₂ (en fraction molaire). J'ai fixé la taille de la flamme à 1 cm, la pression à 1 atm et la température à 1173 K. Des simulations montrent que la variation de ces trois derniers paramètres n'a aucune influence sur la signature spectrale de la flamme : ils rendent seulement la flamme plus ou moins lumineuse. La figure 5.1 montre par exemple une simulation de cette flamme à différentes températures et on voit qu'aucun changement de forme du spectre n'est observé. En revanche, la forme de la flamme obtenue par cette simulation est quasiment identique à celle du spectre de la flamme de briquet mesuré au FTIR (en pointillés rouge sur la figure 5.1), ce qui valide les paramètres entrés pour la simulation. La mesure au FTIR étant normalisée, on a multiplié l'ensemble du spectre par le maximum du spectre de la flamme simulée à 1273 K de façon à ce que les valeurs de luminance soient du même ordre de grandeur.

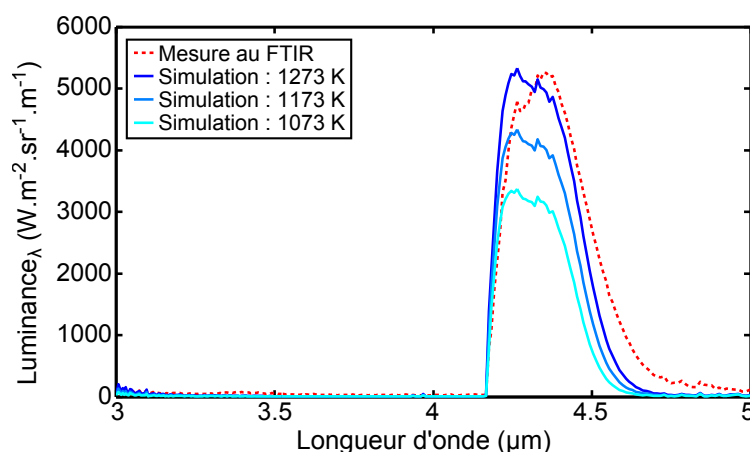


FIGURE 5.1 – Courbe dégradée de bleu : Simulations de spectres de flammes composées de 49 % de CO₂, 49 % de H₂O, 1 % de N₂ et 1% de O₂ (en fraction molaire) à pression 1 atm et portées à différentes températures (1273 K, 1173 K et 1073 K). Courbe en pointillés rouge : spectre d'une flamme de briquet mesuré dans un FTIR.

³IBGUI, 2000.

La même flamme a ensuite été simulée entourée d'une couche d'air d'épaisseur variable. La composition de l'air considérée pour la simulation était de 0.0382 % de CO_2 , 0.93 % de H_2O , 78.08 % de N_2 et 20.95 % de O_2 (en fraction molaire). L'air a été simulé avec une température de 300 K et une pression de 1 atm. La figure 5.2 représente les spectres simulés de la flamme de CO_2 entourée d'une couche d'air d'épaisseur variant entre 1 cm et 100 m. Le spectre d'émission du CO_2 chaud se déforme au fur et à mesure que la distance d'air placée derrière la flamme augmente. Ce phénomène est dû à l'absorption du CO_2 froid de l'air.

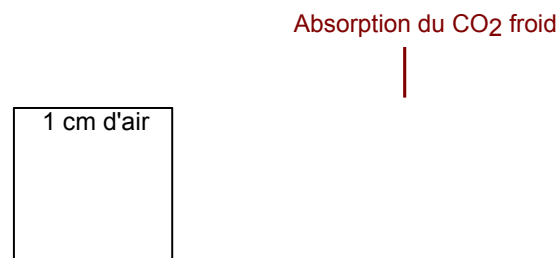


FIGURE 5.2 – Flamme de CO_2 portée à 1173 K et observée de différentes distances. La température de l'air est de 300 K ; sa pression est de 1 atm ; sa composition est de 0.0382 % de CO_2 , 0.93 % de H_2O , 78.08 % de N_2 et 20.95 % de O_2 (en fraction molaire).

A concentration fixée de CO_2 , la distance séparant la flamme et la caméra (ou au contraire à distance fixée, la concentration de CO_2) peut être évaluée de manière directe, en estimant la décroissance du flux de photons arrivant sur un filtre centré sur la gamme d'absorption du CO_2 froid. Elle peut également être évaluée de manière indirecte, en reconstruisant le spectre de la scène et en évaluant sa déformation progressive.

Dans la suite de ce chapitre, nous nous attacherons à optimiser la conception d'une matrice de filtres GMR métal-diélectriques à intégrer dans la caméra MULTICAM pour des applications de détection de CO_2 . La méthode directe n'étant pas aussi exigeante que la méthode indirecte en terme de nombre de filtres et de gabarits des filtres, cette sélection se fera essentiellement pour optimiser la reconstruction des spectres. Nous traiterons plus particulièrement les spectres de flammes ou de corps noir. Par ailleurs, par souci de simplicité, nous nous affranchirons des contraintes liées au bruit de la scène.

5.2 Influence du gabarit des filtres et de leur nombre

Dans cette section, je réalise une étude montrant l'influence de la largeur à mi-hauteur (FWHM), de l'efficacité de réjection et de l'espacement des filtres (ou du nombre de filtres sur une gamme donnée de longueurs d'onde) sur la qualité de la reconstruction du spectre. Pour évaluer l'écart entre le spectre S_e de la scène et le spectre S_r reconstruit, nous définissons un critère Q :

$$Q = 1 - \frac{\int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} |S_e - S_r|}{\int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} |S_e| - \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} |S_r|} \quad (5.1)$$

Ce critère est lié à l'erreur relative moyenne du spectre reconstruit. Il est égal à 1 si $S_e = S_r$, *i.e.* si le spectre reconstruit coïncide parfaitement avec le spectre de la scène. A l'inverse, ce critère diminue progressivement jusqu'à 0 quand la différence entre S_e et S_r s'accroît.

Pour simplifier l'étude, on considère des matrices de filtres suivant une loi lorentzienne, la forme des filtres GMR métal-diélectriques pouvant être approchée dans un premier temps par ce type de fonction (pic quasiment symétrique et bonne efficacité de réjection). Le gabarit des filtres à choisir pour optimiser la reconstruction dépend de l'application, *i.e.* du spectre de la scène à reconstruire. Ici nous traitons le cas de spectres de corps noir et de flammes.

5.2.1 Reconstruction d'un corps noir à 400 K

On étudie d'abord la reconstruction d'un corps noir à 400 K à l'aide d'une matrice de lorentziennes de largeurs fixes et d'espacements réguliers sur toute la gamme de longueurs d'onde 3-5 μm . L'image multispectrale est simulée : on intègre sur la gamme de longueurs d'onde considérée le produit de la transmission des filtres et du spectre du corps noir à 400 K. Ce sont ces données multispectrales « simulées » qu'on utilise pour l'inversion. La figure 5.3 représente en échelle de couleurs le critère Q (cf. équation 5.1) en fonction de la largeur des lorentziennes et de l'espacement entre les filtres. La figure de droite est un zoom de la figure de gauche en terme d'échelle de couleurs (voir légende de la figure 5.3). Comme la gamme de longueurs d'onde considérée est fixe, l'espacement entre les filtres conditionne le nombre de filtres de la matrice considérée.

Cette figure met en évidence deux types de comportements. Pour les filtres de faibles largeurs (<100 nm), la reconstruction s'améliore (Q augmente) quand le nombre de filtres augmente (ou quand l'espacement entre les filtres diminue) ou quand la largeur des filtres augmente. Pour les filtres plus larges (>100nm), les critères précédents sont à nuancer : à espacement constant, il existe une largeur de filtre optimale.

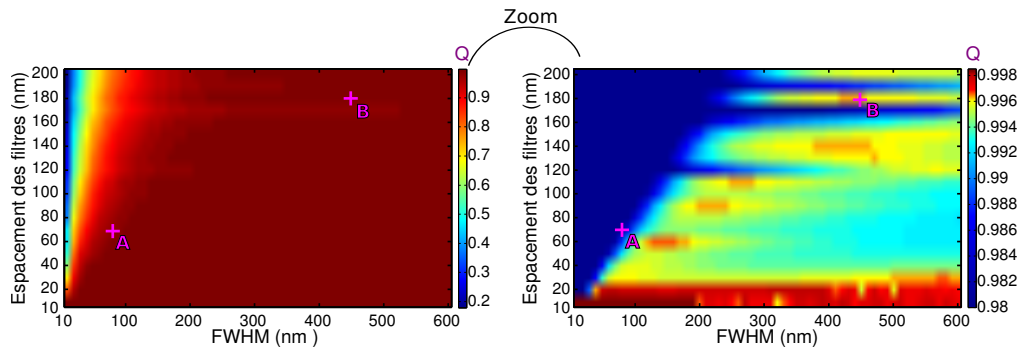


FIGURE 5.3 – Critère Q tracé en fonction de la largeur des lorentziennes et de l'espacement entre les filtres. L'échelle de couleurs de la figure de gauche est linéaire et encadre entièrement le critère Q : elle va de 0.2 à 1. La figure de droite est identique à la figure de gauche sauf que l'échelle de couleurs est non linéaire et fixe en bleu tous les points dont le critère Q est inférieur à 0.98. Le dégradé de couleurs s'effectue cette fois entre 0.98 et 1.

La figure 5.4 montre la reconstitution du spectre d'émission du corps noir à 400 K pour deux matrices de lorentziennes de largeurs fixes. Sur la figure 5.4a, la matrice de filtres servant à la reconstruction est constituée de 30 filtres (espacement de 80 nm) de faible largeur à mi-hauteur : FWHM de 70 nm. Le critère Q qui en résulte est de 0.9790 (point A sur la figure 5.3). La figure 5.4b utilise une matrice de seulement 12 filtres (espacement de 180 nm) mais de largeurs à mi-hauteur plus importantes (FWHM=450 nm). La reconstruction du spectre avec cette matrice conduit à $Q=0.9962$ (point B sur la figure 5.3). La comparaison de ces deux figures montre qu'il ne suffit pas d'augmenter le nombre de filtres de la matrice pour améliorer la reconstruction du spectre d'un corps noir. En effet, la figure 5.4a a plus de filtres que la figure 5.4b et pourtant, la reconstruction est meilleure dans le deuxième cas. On peut même pousser cette constatation plus loin : en effet, pour un espacement de 70 nm (correspondant à 30 filtres comme pour la figure 5.4a), la FWHM optimale est de 170 nm : la qualité de la reconstruction est alors de $Q=0.9946$, ce qui reste inférieur à la qualité de reconstruction de la figure 5.4b. Cette étude permet de supposer qu'un critère d'optimisation, sans doute plus crucial que le nombre de filtres, est le recouvrement entre les filtres : il faut que la couverture de la bande spectrale soit la moins lacunaire possible et qu'il y ait aussi redondance d'information. Cette hypothèse est loin d'être un critère universel : elle dépend d'abord de l'application et reste à prouver mathématiquement. Néanmoins, l'avantage d'utiliser des filtres GMR métal-diélectriques et non tout diélectrique est ici mis en évidence : les pertes dans le métal permettent un élargissement du filtre qui est intéressant pour l'application d'imagerie multispectrale.

Le dimensionnement d'une matrice de filtres GMR métal-diélectriques doit se faire à épaisseur de diélectrique constante, de façon à pouvoir réaliser la matrice complète en une seule étape de lithographie. Cette contrainte rend impossible le dimensionnement d'une matrice de filtres de largeurs identiques. Généralement, la largeur à mi-hauteur des filtres GMR métal-diélectriques augmente avec la longueur d'onde de résonance. Nous étudions donc maintenant la reconstruction du corps noir à 400 K avec une matrice de lorentziennes

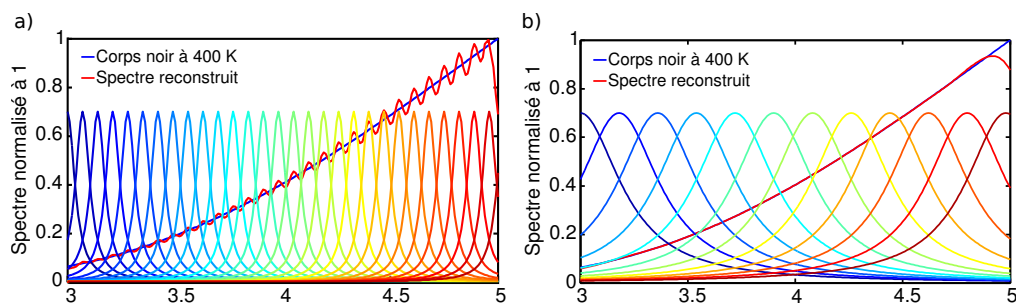


FIGURE 5.4 – Reconstitution du spectre d'émission du corps noir à 400 K pour deux matrices de lorentziennes de largeurs fixes. a) FWHM de 80 nm et filtres espacés de 70 nm ; $Q=0,9790$ (Point A sur la figure 5.3). b) FWHM de 450 nm et filtres espacés de 180 nm ; $Q=0,9962$ (Point B sur la figure 5.3). Les spectres des filtres utilisés pour la reconstruction sont tracés en dégradé de couleurs sur les figures. Courbe bleue : Spectre d'émission du corps noir à 400 K. Courbe rouge : Spectre reconstruit à partir de la matrice de filtres considérée.

de largeur à mi-hauteur croissante (par pas de 15 nm) et d'espacement régulier sur toute la gamme 3-5 μm . La figure 5.5 représente en échelle de couleurs le critère Q en fonction de la largeur initiale des lorentziennes (la largeur augmente à partir de cette valeur initiale de 15 nm pour chaque nouveau filtre) et de l'espacement entre les filtres. La figure de droite est un zoom de la figure de gauche en terme d'échelle de couleurs (voir légende de la figure 5.5).

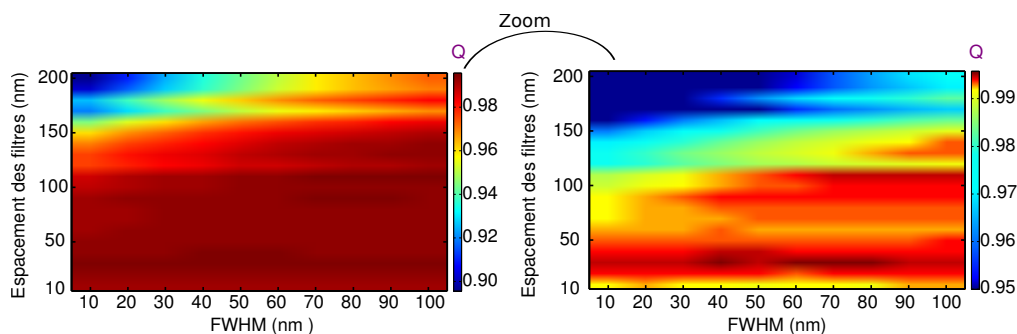


FIGURE 5.5 – Critère Q tracé en fonction de la largeur initiale des lorentziennes et de l'espacement entre les filtres. Les lorentziennes sont de largeurs à mi-hauteur croissantes (par pas de 15 nm). L'échelle de couleurs de la figure de gauche est linéaire et encadre entièrement le critère Q : elle va de 0.88 à 1. La figure de droite est identique à la figure de gauche sauf que l'échelle de couleurs est non linéaire et fixe en bleu tous les points dont le critère Q est inférieur à 0.95. Le dégradé de couleurs s'effectue cette fois entre 0.95 et 1.

Cette figure confirme la tendance selon laquelle plus les filtres sont larges plus la qualité de la reconstruction est bonne. Elle confirme également que le grand nombre de filtres d'une matrice ne garantit pas systématiquement une bonne reconstruction du spectre. En effet, à FWHM du premier filtre fixe, il existe des maxima locaux correspondant à des espacements de filtres optimaux permettant de mieux reconstruire le spectre. Nous reviendrons sur cet aspect dans la suite.

Une matrice de 30 filtres GMR métal-diélectriques a été dimensionnée sur la gamme de longueurs d'onde 3-5 μm . Les filtres ont été espacés régulièrement en longueur d'onde (pas de 70 nm). La figure 5.6 montre les spectres de ces 30 filtres : la FWHM du premier filtre ($\lambda_R=3 \mu\text{m}$) est de 80 nm, tandis que celle du dernier filtre ($\lambda_R=5 \mu\text{m}$) est de 530 nm. La FWHM augmente donc d'environ 15 nm à chaque filtre supplémentaire. Pour cette matrice, la qualité de reconstruction est de $Q=0.9917$, ce qui est comparable à la valeur obtenue ($Q=0.9930$) avec une matrice de lorentziennes équivalente (30 lorentziennes régulièrement espacées de 70 nm et dont le premier filtre est de FWHM 80 nm), soit une matrice ayant des filtres quasiment parfaits en termes d'efficacité de réjection. On peut déduire de ce résultat qu'au moins dans le cas du spectre d'un corps noir, la forme non parfaitement symétrique des filtres et le relativement mauvais taux de réjection n'empêchent pas une reconstruction de qualité.

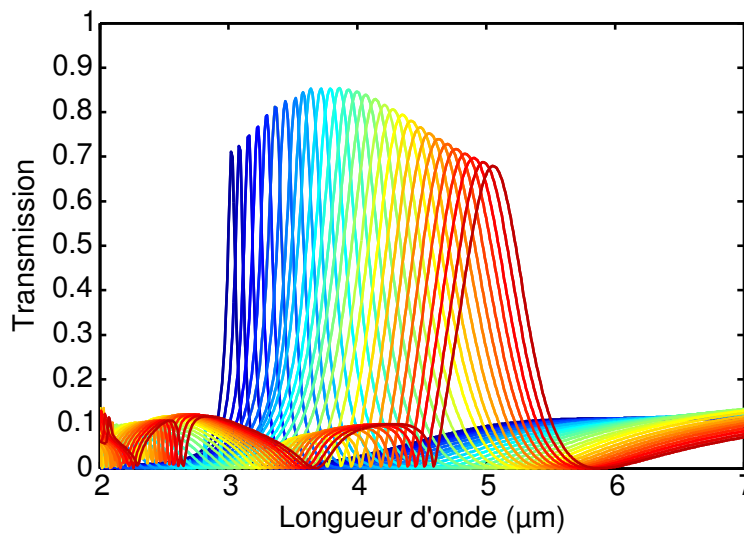


FIGURE 5.6 – Matrice de 30 filtres GMR métal-diélectriques conçus sur la gamme de longueurs d'onde 3-5 μm

5.2.2 Reconstruction d'une flamme de briquet

La même étude a été menée avec un spectre de flamme de briquet, *i.e.* un spectre d'émission de CO_2 chaud. Le spectre théorique que nous cherchons à reconstruire est celui déjà présenté à la figure 5.1 (courbe en pointillés rouge) qui a été mesuré à l'aide d'un FTIR. Nous commençons, comme dans le cas du corps noir, par étudier des matrices de lorentziennes de largeurs fixées et d'espacements réguliers sur toute la gamme 3-5 μm .

Comme précédemment, la figure 5.7 représente en échelle de couleurs le critère Q en fonction de la largeur des lorentziennes et de l'espacement entre les filtres. La figure de droite est un zoom de la figure de gauche en terme d'échelle de couleurs (voir légende de la figure 5.7).

On retrouve sur ces figures les mêmes tendances que dans le cas du spectre du corps

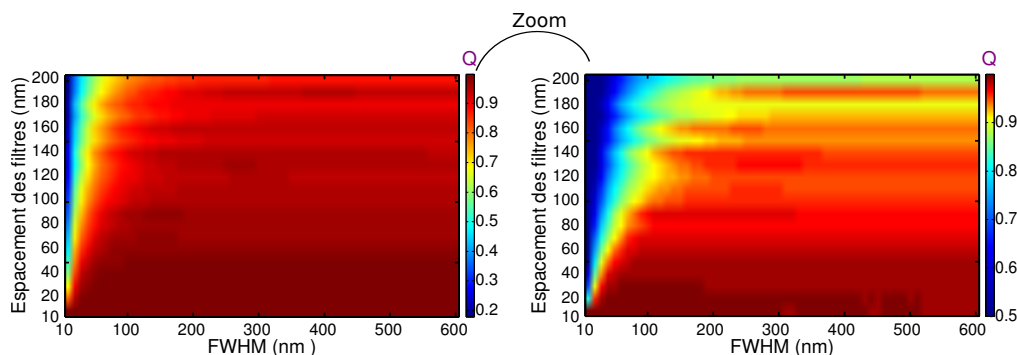


FIGURE 5.7 – Critère Q tracé en fonction de la largeur des lorentziennes (fixe) et de l'espacement entre les filtres. L'échelle de couleurs de la figure de gauche est linéaire et encadre entièrement le critère Q : elle va de 0.2 à 1. La figure de droite est identique à la figure de gauche sauf que l'échelle de couleurs est non linéaire et fixe en bleu tous les points dont le critère Q est inférieur à 0.5. Le dégradé de couleurs s'effectue cette fois entre 0.5 et 1.

noir à 400 K : pour les filtres de faibles largeurs (<100 nm), la reconstruction s'améliore quand le nombre de filtres augmente ou quand la largeur des filtres augmente. Pour les filtres plus larges (>100 nm), ces conclusions se compliquent : à espacement constant, il existe une largeur de filtre optimale.

Puis le cas d'une matrice de lorentziennes de largeur croissante (par pas de 15 nm) a été traité. Elle conduit à la figure 5.8 (figure de gauche : dégradé de couleurs linéaire ; figure de droite : dégradé de couleurs non linéaire). Tout comme dans le cas du corps noir, le plus grand nombre de filtres ne garantit pas systématiquement une bonne reconstruction. En revanche, plus les filtres sont larges, meilleure est la reconstruction. Un critère de reconstruction optimale pourrait donc résider dans le recouvrement maximal entre les différents filtres de la matrice. Par ailleurs, à largeur de premier filtre fixée, il existe une valeur d'espacement de filtres optimale pour la reconstruction. Enfin, si on compare comme précédemment, la matrice de 30 filtres GMR métal-diélectriques présentée sur la figure 5.6 et la matrice équivalente constituée de filtres parfaitement lorentziens (pas entre les filtres de 70 nm et largeur du premier filtre de 80 nm), on constate que les qualités de reconstruction de ces deux matrices sont de nouveau quasiment identiques : $Q=0.9734$ pour la matrice de filtres GMR et $Q=0.9607$ pour la matrice de lorentziennes. Cette constatation permet de confirmer l'hypothèse selon laquelle la forme non parfaitement symétrique des pics de transmission et le relativement mauvais taux de réjection des filtres ne gênent finalement que très peu la reconstruction.

Les règles de dimensionnement que nous avons tirées de cette étude sont empiriques. Il est évident que les gabarits de filtres optimaux peuvent changer d'une application à l'autre. Par ailleurs, ces résultats ne prennent pas en compte les différentes sources de bruit ou d'erreurs de mesure. La prise en compte de ce paramètre pourrait changer drastiquement nos conclusions, mais cette étude sort du cadre de ce travail de thèse.

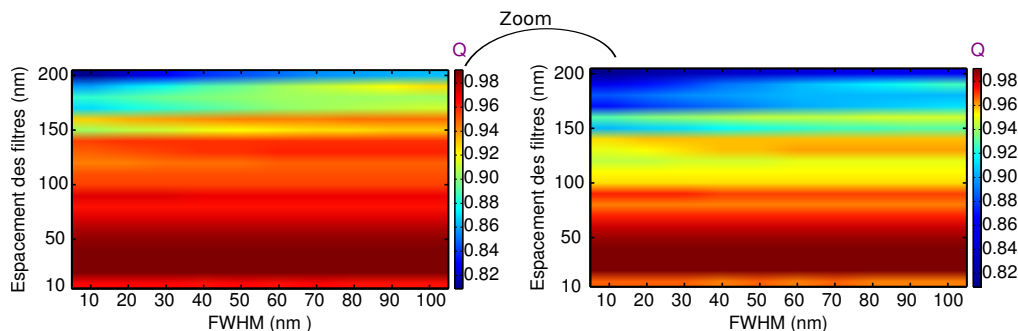


FIGURE 5.8 – Critère Q tracé en fonction de la largeur du premier filtre et de l'espacement entre les filtres. Les lorentziennes sont de largeurs à mi-hauteur croissante (par pas de 15 nm). L'échelle de couleurs de la figure de gauche est linéaire alors que sur la figure de droite, elle, est non linéaire.

5.3 Influence du positionnement des filtres par rapport au signal de la scène à reconstruire

La section précédente a montré que pour certaines situations, il existe des espacements de filtres optimaux permettant une meilleure reconstruction du spectre de la scène. Cette constatation pose la question de l'importance du positionnement des filtres par rapport au signal à reconstruire. Dans cette section, les gabarits des filtres de la matrice sont fixés, et on fait évoluer le spectre de la scène de façon à voir si la qualité de la reconstruction dépend de la position du spectre à reconstruire. Ainsi la figure 5.9 représente le spectre de la flamme de briquet décalé régulièrement en nombre d'onde de 300, 400, 500 et 600 cm^{-1} (courbes bleues), ce qui correspond à un décalage en longueur d'onde de 465, 595, 715 et 835 nm. La reconstruction de ces différents spectres de flammes de briquet décalés en longueur d'onde est effectuée avec une matrice de 10 filtres GMR métal-diélectriques (un filtre sur 3 de la matrice représentée figure 5.6) régulièrement espacés en longueur d'onde. Les spectres des filtres de cette matrice sont tracés en pointillés sur les différentes figures. Le spectre reconstruit est tracé en rouge (trait plein). Lorsque la flamme est décalée de 300 ou de 600 cm^{-1} (soit de 465 ou de 835 nm vers les basses longueurs d'onde), le pic de la flamme coïncide avec l'un des filtres de la matrice : la qualité de la reconstruction en est fortement améliorée (Q est respectivement égal à 0.9165 et 0.8537) par rapport au cas où la flamme est décalée de 400 ou de 500 cm^{-1} ($Q=0.7486$ et $Q=0.7398$ respectivement). En effet dans ces deux derniers cas, le pic de la flamme à reconstruire se situe entre deux filtres de la matrice.

Le tableau 5.1 répertorie les critères de qualité Q de reconstruction pour différentes matrices et différents spectres de flammes (spectre de la flamme de briquet plus ou moins décalé vers les forts nombres d'onde). Les matrices considérées sont la matrice de 11 filtres fabriquée par notre équipe en 2008 (appelée Vitrail) et 3 matrices de filtres GMR simulées, dont les spectres ont été présentés à la figure 5.6. Les matrices de filtres GMR sont : la matrice complète (30 filtres), une matrice où on prend seulement un spectre sur 2 de la

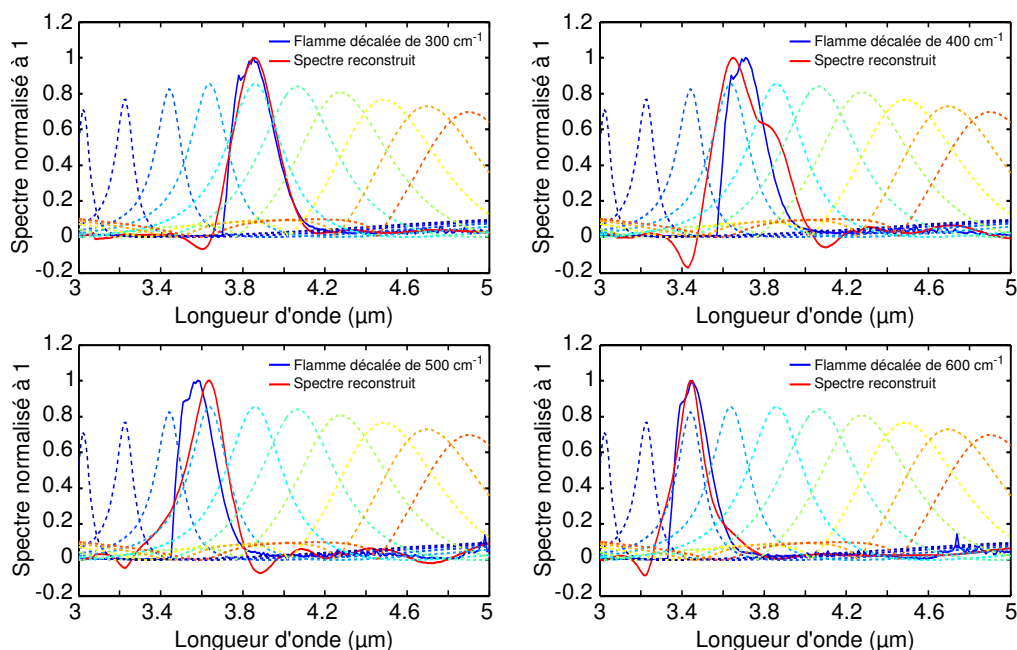


FIGURE 5.9 – Reconstitution du spectre de la flamme de briquet décalé de 300, 400, 500 et 600 cm^{-1} vers les forts nombres d'onde (*i.e.* décalé de 465, 595, 715, et 835 nm vers les faibles longueurs d'onde); Bleu : spectre décalé de la flamme de briquet; Rouge : spectre reconstruit. La matrice de filtres utilisée pour la reconstruction est la même dans les 4 cas. C'est une matrice de 10 filtres GMR métal-diélectriques (un filtre sur 3 de la matrice représentée figure 5.6) régulièrement espacés en longueur d'onde. Les spectres des filtres de la matrice sont tracés en pointillés sur les différentes figures.

matrice complète (15 filtres) et une dernière matrice où on considère seulement un spectre sur 3 (10 filtres). L'intervalle de reconstruction est ici la gamme de longueurs d'onde 3-5 μm .

Ce tableau met en évidence quelques tendances : pour les matrices de filtres GMR, la reconstruction est de meilleure qualité avec 30 filtres qu'avec 10 ou 15. En effet, l'augmentation du nombre de filtres permet théoriquement d'obtenir une meilleure résolution spectrale. Ce constat est à nuancer au regard des conclusions de la section précédente qui montrait clairement que dans certaines situations une matrice de filtres larges et peu nombreux permet une meilleure reconstruction qu'une matrice de filtres fins et plus nombreux (figure 5.4). Ce tableau montre également qu'il est plus aisé de reconstruire une flamme située aux hautes longueurs d'onde qu'une flamme située aux courtes longueurs d'onde. Notamment si on compare les lignes correspondant aux spectres de la flamme décalés de 300 et de 600 cm^{-1} , on constate que la reconstruction est toujours légèrement meilleure dans le cas de la flamme décalée seulement de 300 cm^{-1} et ce, quelle que soit la matrice considérée. Pourtant dans ces deux cas, le pic du spectre de la flamme coïncide avec l'un des filtres. Cette moins bonne reconstruction aux plus faibles longueurs d'onde peut être attribuée au fait que les filtres dans cette zone sont moins larges : le recouvrement entre eux est moins important. La largeur des filtres est adaptable, comme nous l'avons montré à la section 3.1.3 mais dans une certaine limite, d'autant plus que nous travaillons à épaisseur de diélectrique (donc de

TABLE 5.1 – Tableau répertoriant le critère Q de reconstruction de quatre matrices de filtres différentes : la matrice de 11 filtres fabriquée par notre équipe en 2008 (appelée Vitrail) et 3 matrices de filtres GMR simulés, dont les spectres ont été présentés à la figure 5.6. On considère soit la matrice complète de 30 filtres, soit un filtre sur 2 (matrice de 15 filtres), soit un filtre sur 3 (matrice de 10 filtres). On cherche à reconstruire des spectres de flammes plus ou moins décalés en nombre d’onde.

	Vitrail	10 filtres GMR	15 filtres GMR	30 filtres GMR
Flamme	0.86	0.87	0.92	0.96
Flamme+100cm⁻¹	0.82	0.81	0.93	0.95
Flamme+200cm⁻¹	0.69	0.81	0.93	0.96
Flamme+300cm⁻¹	0.89	0.92	0.91	0.96
Flamme+400cm⁻¹	0.86	0.75	0.91	0.96
Flamme+500cm⁻¹	0.58	0.74	0.91	0.96
Flamme+600cm⁻¹	0.87	0.85	0.91	0.94
Flamme+700cm⁻¹	0.59	0.57	0.80	0.95
Flamme+800cm⁻¹	0.76	0.83	0.74	0.93

guide d’onde) fixée. Une solution est de moins espacer les filtres à faibles longueurs d’onde que les filtres à hautes longueurs d’onde. Plus précisément, nous nous sommes demandés si un espacement régulier en nombre d’onde plutôt qu’en longueur d’onde entre les filtres pourrait améliorer la qualité de la reconstruction. Nous avons évalué cette possibilité dans certaines situations (sur l’intervalle 3-5 μm pour divers pics de transmission) et la différence entre un espacement régulier en longueur d’onde ou en nombre d’onde est faible. Pour le dimensionnement de notre matrice de filtres, nous avons choisi un espacement régulier en nombre d’onde, car la reconstruction est légèrement meilleure, en particulier pour les scènes signées spectralement autour des plus basses longueurs d’onde.

La caméra comporte en réalité au maximum 24 voies. Il s’agit alors d’évaluer comment répartir au mieux ces 24 filtres sur l’intervalle 3-5 μm pour l’application que nous avons mise en évidence à la section 5.1.3 : reconstruction de spectres de flamme ou de corps noir déformés par l’absorption du CO_2 froid autour de 4.25 μm . Comme nous l’avons expliqué, la répartition des filtres se fera à intervalle de nombre d’onde régulier. Mais il reste à savoir si ces filtres doivent être placés sur l’intervalle 3-5 μm en entier, ou sur un intervalle plus restreint et centré autour de 4.25 μm . La figure 5.10 évalue le critère de qualité de reconstruction Q en fonction de divers intervalles de répartition des 24 filtres : les filtres sont répartis régulièrement en nombre d’onde sur un intervalle compris entre la longueur d’onde de résonance du premier filtre et 5.01 μm . Les 24 filtres considérés ici sont des lorentziennes (nous avons vu précédemment que ces filtres sont une bonne approximation des filtres GMR métal-diélectriques). Celui dont le pic de transmission est aux plus faibles longueurs d’onde est de largeur à mi-hauteur 200 nm. Leur largeur augmente ensuite progressivement par pas de 15 nm, ce qui simule bien le comportement des filtres GMR métal-diélectriques. Le critère Q est tracé en fonction de la position de la longueur d’onde de résonance du premier filtre pour les spectres d’une flamme de CO_2 entourée de 10 cm d’air, 1 m d’air et 10 m d’air (cf. figure 5.2). Une répartition des filtres sur l’intervalle 3.5-5 μm permet une qualité

de reconstruction optimale pour 10 cm et 10 m d'air. Pour 1 m d'air, cette répartition est également parmi les plus optimales.

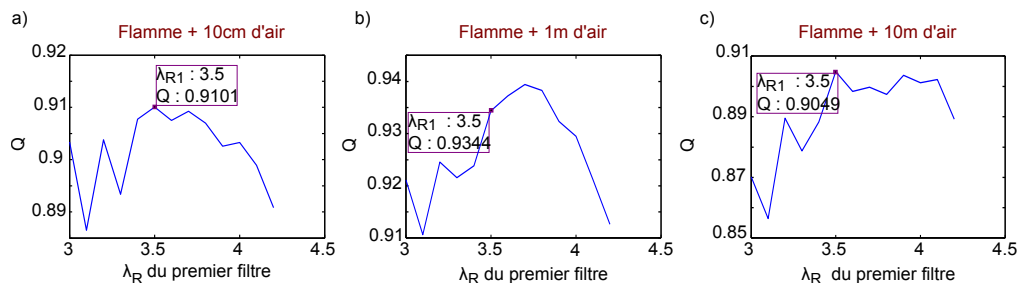


FIGURE 5.10 – Le critère Q évaluant la qualité de reconstruction est tracé en fonction de diverses matrices de 24 lorentziennes : la lorentzienne dont le pic de transmission est aux plus faibles longueurs d'onde est de largeur à mi-hauteur 200 nm ; la largeur des filtres augmente ensuite progressivement par pas de 15 nm ; les lorentziennes sont réparties à intervalle de nombre d'onde régulier entre la longueur d'onde de résonance du premier filtre, qu'on fait varier, et 5.01 μm . Le critère Q est tracé en fonction de la position de la longueur d'onde de résonance du premier filtre pour le spectre d'une flamme de CO_2 entourée de a) 10 cm d'air, b) 1 m d'air et c) 10 m d'air (figure 5.2).

5.4 Conclusion

Dans ce cinquième chapitre, la caméra multispectrale infrarouge MULTICAM a été présentée. Elle comporte au maximum 24 voies qui constituent chacune un télescope de 20 mm de long. Elle permet de faire plusieurs imagerie de la même scène vue par chacun des filtres en temps-réel. L'interprétation de l'image multispectrale peut se faire soit par voie directe (il s'agit d'identifier les voies qui laissent passer plus de flux que les autres) soit par la reconstruction du spectre de la scène. Cette dernière s'effectue grâce à un algorithme d'inversion. Un exemple d'analyse de détection de CO_2 chaud a également été présenté. En vue de cette application, le choix du gabarit des filtres (largeur à mi-hauteur, efficacité de réjection), ainsi que l'influence de leur positionnement ont été étudiés. Par souci de simplicité, cette étude a été réalisée dans le cas où nous nous affranchissons des contraintes liées au bruit. Il en est sorti que pour une reconstruction de qualité, la couverture de la bande spectrale doit être non lacunaire et que la redondance d'information est utile (il s'agit donc de mettre un grand nombre de filtres de largeurs suffisantes pour que leur recouvrement soit élevé). Le positionnement des filtres par rapport au signal à reconstruire est également très important, notamment dans le cas de la flamme de CO_2 chaud : la reconstruction est de meilleure qualité si au moins un filtre coïncide avec le pic d'émission de la flamme. Nous en avons conclu que la matrice à concevoir doit comporter 24 filtres (nombre maximal de voies) de largeurs à mi-hauteur élevées, répartis régulièrement en nombre d'onde sur l'intervalle 3.5-5 μm pour garantir une reconstruction optimale dans le cas de la détection de CO_2 chaud. Cette étude est préliminaire et devrait être approfondie (prise en compte du bruit notamment) pour être complètement optimale. A titre de perspective, l'utilisation d'un algorithme génétique

pourrait permettre de choisir le gabarit et le positionnement des 24 filtres de manière plus systématique en fonction de l'application visée.

Chapitre 6

Nouvelle génération de spectro-imageur : application à la détection de gaz

Sommaire

6.1	Fabrication et caractérisation de la matrice de 24 filtres	123
6.2	Application à la détection de CO ₂	128
6.2.1	Bruits et méthodes de reconstruction adaptées	128
6.2.2	Evaluation de la résolution spectrale de notre caméra	131
6.2.3	Détection de différentes concentrations de CO ₂	134
6.3	Conclusion	138

DANS LE chapitre précédent, nous avons établi des règles pour dimensionner une matrice de 24 filtres destinée à être intégrée dans la caméra MULTICAM. Dans ce chapitre, nous présentons les matrices qui ont été dimensionnées et fabriquées, puis celle qui a finalement été intégrée dans la caméra. Des expériences visant à estimer la concentration de CO₂ ont été réalisées avec cette nouvelle génération de caméra. Les résultats de ces expériences ainsi que les difficultés liées aux conditions réelles d'utilisation de la caméra seront mis en évidence.

6.1 Fabrication et caractérisation de la matrice de 24 filtres

Suite à l'étude de dimensionnement des filtres faite au chapitre précédent, nous avons choisi de concevoir une matrice de 24 filtres (puisque que c'est le nombre maximal de voies de la caméra) régulièrement espacés en nombre d'onde entre 2000 cm⁻¹ et 2857 cm⁻¹ (*i.e.* entre 3.5 μm et 5 μm), et ayant un grand recouvrement les uns avec les autres. Les filtres sont également conçus avec une transmission hors bande-passante inférieure à 10% sur la bande 3-5 μm. La première matrice a été fabriquée avec le procédé de structures suspendues, *i.e.* avec un réseau d'or à motifs carrés déposé sur une membrane en SiN_x. Les épaisseurs nominales du diélectrique et du métal sont de $t_d=750$ nm et $t_m=100$ nm. La période d et la largeur des fentes w de chaque filtre sont répertoriées dans le tableau 6.1.

La surface totale de la membrane est de 6 mm×9 mm (chaque filtre couvrant une surface de 1.5 mm×1.5 mm identique à celle d'une microlentille), ce qui est trop important pour une bonne tenue mécanique de la membrane. Des renforts en silicium entre chacun des filtres en face arrière sont donc nécessaires pour que la membrane reste intacte. Comme le montre le schéma de la figure 6.1, ces renforts font environ 100 μm à la base du substrat et 500 μm au niveau de la membrane de SiN_x (puisque, comme nous l'avons vu dans la section 3.3, le

TABLE 6.1 – Tableau répertoriant les valeurs nominales (*i.e.* théoriques) des périodes d et des largeurs w des fentes des 24 filtres de la matrice suspendue, chacun ayant une longueur d'onde de résonance λ_R (ou un nombre d'onde de résonance σ_R) différent. Les filtres sont régulièrement espacés en nombre d'onde. Le nom de chaque filtre est indiqué dans la colonne de gauche.

Nom	λ_R (μm)	σ_R (cm^{-1})	d (μm)	w (μm)
1a	3.5	2857	2.22	0.18
2a	3.54	2820	2.28	0.21
3a	3.59	2782	2.35	0.24
4a	3.64	2745	2.41	0.25
5a	3.69	2707	2.48	0.28
6a	3.75	2670	2.55	0.30
1b	3.80	2632	2.62	0.33
2b	3.85	2595	2.68	0.35
3b	3.91	2558	2.77	0.38
4b	3.97	2520	2.85	0.41
5b	4.03	2483	2.93	0.44
6b	4.09	2445	3.03	0.49
1c	4.15	2408	3.11	0.51
2c	4.22	2370	3.15	0.48
3c	4.29	2333	3.19	0.44
4c	4.36	2296	3.24	0.41
5c	4.43	2258	3.28	0.37
6c	4.50	2221	3.33	0.35
1d	4.58	2183	3.43	0.37
2d	4.66	2146	3.53	0.39
3d	4.74	2108	3.64	0.42
4d	4.83	2071	3.76	0.45
5d	4.92	2033	3.89	0.49
6d	5.01	1996	4.03	0.55

silicium est gravé dans le TMAH selon la direction (100) avec un angle de 54.7° .

La figure 6.2a montre une photo de la face avant de l'échantillon fabriqué, tandis que la figure 6.2b montre la face arrière avec les renforts. Chaque filtre est identifié par un chiffre et une lettre (cf. figure 6.2a). Cet échantillon reste fragile malgré les renforts : on voit sur la photo que le filtre « 5a » est cassé. Cette fragilité est néanmoins à nuancer : une fois fabriquée la membrane est assez solide pour résister aux vibrations du système de pompage de la caméra. La figure 6.2c représente les spectres de chacun des 23 filtres caractérisés à l'aide du banc de caractérisation (cf. section 3.3). On remarque que les spectres des filtres sont déformés autour de $4.6 \mu\text{m}$. Cette déformation résulte de l'absorption du SiN_x à cette longueur d'onde, du fait des vibrations des liaisons Si-H dans le matériau¹. Nous n'avons pas pris ce paramètre en compte au moment de la conception des filtres.

¹GHENUCHE et al., 2012.

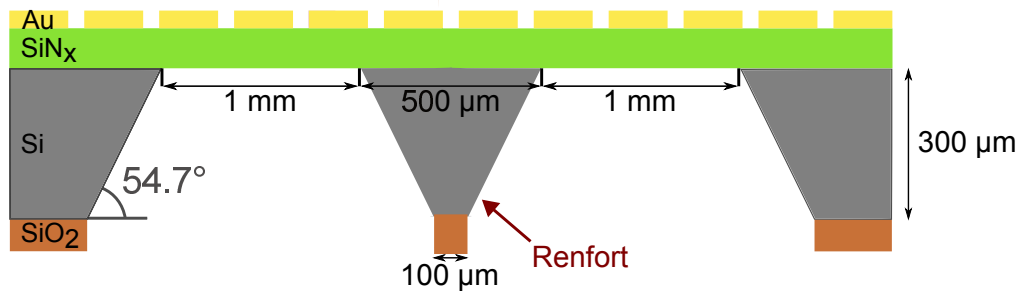


FIGURE 6.1 – Schéma mettant en évidence les renforts en silicium laissés en face arrière de la membrane pour assurer sa bonne tenue mécanique. Ces renforts font environ 100 μm à la base du substrat et 500 μm au niveau de la membrane de SiN_x (angle de gravure du silicium dans le TMAH : 54.7°). Chaque filtre en face avant s'étend sur une surface de $1.5\text{ mm} \times 1.5\text{ mm}$. Avec les renforts, la surface effective des filtres n'est plus que de $1\text{ mm} \times 1\text{ mm}$. La figure n'est pas à l'échelle.

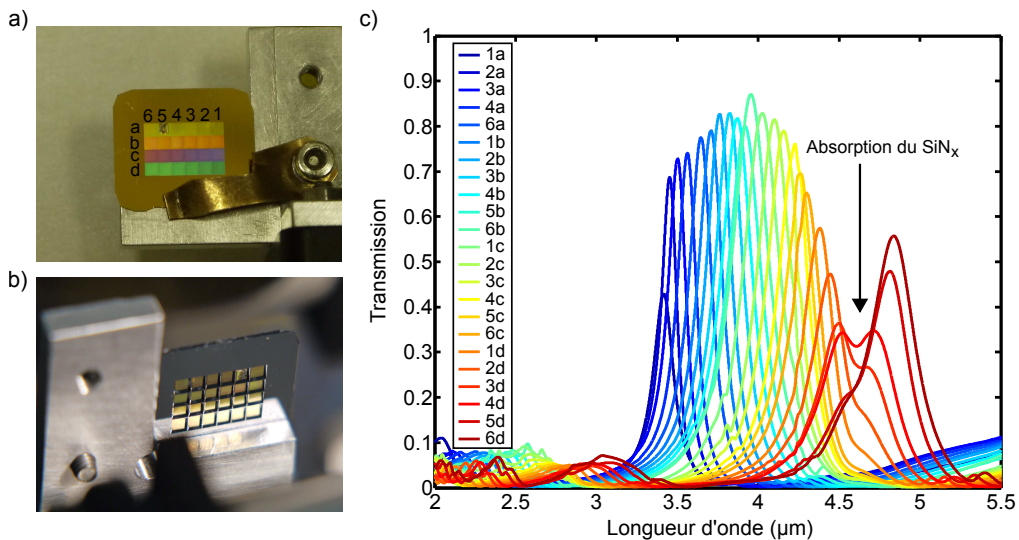


FIGURE 6.2 – a) Photo de la face avant de la matrice de 24 filtres suspendue. Le nom de chaque filtre est constitué d'une lettre et d'un chiffre comme indiqué sur la photo. Le filtre 5a est cassé. Le réseau d'or utilisé est à motifs carrés et le diélectrique constituant le guide d'onde est du SiN_x . b) Photo de la face arrière de la matrice : mise en évidence des renforts en face arrière nécessaires à la bonne tenue mécanique de la membrane. c) Spectres des 23 filtres (puisque le filtre 5a est cassé) de la matrice mesurés au FTIR. L'absorption du SiN_x autour de $4.6\text{ }\mu\text{m}$ déforme les spectres autour de cette longueur d'onde.

La fragilité de l'échantillon, la déformation des spectres autour de $4.6\text{ }\mu\text{m}$ et la difficulté du procédé de fabrication de structures suspendues, qui est par conséquent très long à mettre en œuvre, sont autant de raisons qui nous ont poussé à développer le procédé de fabrication sur substrat de saphir. Une autre matrice a donc été conçue puis fabriquée avec toujours un réseau d'or 2D à motifs carrés, mais avec cette fois un guide d'onde en carbure de silicium (SiC) et un substrat de saphir ($n_{\text{sa}}=1.7$). Comme nous l'avons expliqué à la section 3.3,

le SiC permet de limiter les pertes de Fresnel puisqu'il a un indice plus élevé que le SiN_x ($n_{\text{SiC}}=2.84$). Il est par ailleurs transparent sur toute la gamme 3-5 μm , ce qui évitera la déformation des spectres rencontrée avec la matrice précédente. Ce procédé de fabrication est réalisable en seulement 2-3 étapes : il est donc plus simple et plus rapide à mettre en œuvre que le procédé de structures suspendues. Par ailleurs, le taux de succès de ce procédé est bien plus élevé (le risque de casser la membrane à la dernière étape du procédé suspendu était assez important) et la durée de vie du composant sera aussi plus grande (puisque le composant est plus robuste mécaniquement). Les épaisseurs nominales du SiC et de l'or sont de $t_d=550$ nm et $t_m=100$ nm. La période d et la largeur w des fentes de chaque filtre sont répertoriées dans le tableau 6.2.

TABLE 6.2 – Tableau répertoriant les valeurs nominales (*i.e.* théoriques) des périodes d et des largeurs w des fentes des 24 filtres de la matrice sur substrat de saphir, chacun ayant une longueur d'onde de résonance λ_R (ou un nombre d'onde de résonance σ_R) différente. Les filtres sont régulièrement espacés en nombre d'onde.

Nom	λ_R (μm)	σ_R (cm^{-1})	d (μm)	w (μm)
1a	3.5	2857	1.63	0.28
2a	3.54	2820	1.70	0.35
3a	3.59	2782	1.72	0.33
4a	3.64	2745	1.77	0.36
5a	3.69	2707	1.81	0.37
6a	3.75	2670	1.82	0.33
1b	3.80	2632	1.87	0.36
2b	3.85	2595	1.92	0.39
3b	3.91	2558	1.96	0.39
4b	3.97	2520	2.01	0.41
5b	4.03	2483	2.04	0.40
6b	4.09	2445	2.10	0.43
1c	4.15	2408	2.14	0.43
2c	4.22	2370	2.21	0.47
3c	4.29	2333	2.24	0.45
4c	4.36	2296	2.32	0.50
5c	4.43	2258	2.36	0.50
6c	4.50	2221	2.41	0.51
1d	4.58	2183	2.42	0.45
2d	4.66	2146	2.46	0.44
3d	4.74	2108	2.51	0.44
4d	4.83	2071	2.62	0.52
5d	4.92	2033	2.68	0.53
6d	5.01	1996	2.76	0.56

La figure 6.3 présente les spectres de ces 24 filtres simulés avec la méthode modale B-Spline (figure 6.3a) et mesurés avec le banc de caractérisation (figure 6.3b). On constate que l'accord entre les simulations et les mesures est très bon : comme dans le cas des structures suspendues, les spectres mesurés sont légèrement décalés vers les faibles longueurs d'onde. Cette différence est attribuée à l'écart entre les paramètres réels et les paramètres nominaux

de la structure : une étude plus précise identifiant le ou les paramètres à l'origine de l'écart pourrait être réalisée à l'avenir.

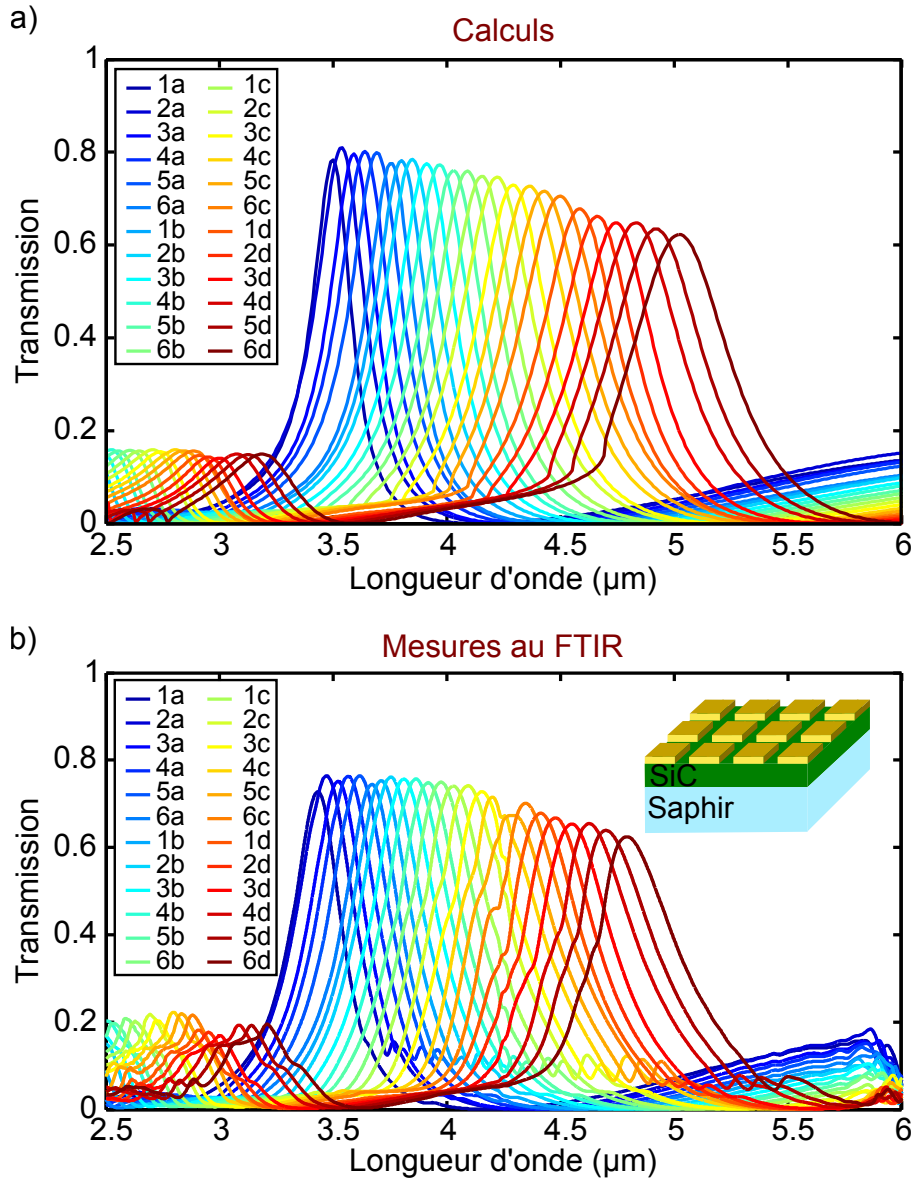


FIGURE 6.3 – Spectres de la matrice de 24 filtres sur substrat de saphir a) calculés avec la méthode modale B-Spline; b) mesurés sur le banc de caractérisation. Les paramètres géométriques nominaux de ces filtres sont répertoriés dans le tableau 6.2.

C'est cette dernière matrice sur substrat qui a été retenue pour l'intégration au sein de la caméra MULTICAM, d'une part parce qu'elle possède bien 24 spectres (et non 23 comme la matrice suspendue dont un des filtres est cassé) dont la transmission maximale est toujours supérieure à 60 % mais aussi parce qu'elle est bien plus solide mécaniquement que la précédente.

6.2 Application à la détection de CO₂

6.2.1 Bruits et méthodes de reconstruction adaptées

Erreurs et bruits de mesures

L'interprétation des données réelles de la caméra multispectrale est compliquée par les défauts liés à l'ensemble du système optique et par le bruit associé à la mesure. Il est possible d'étalonner la caméra au préalable de façon à limiter au maximum les contributions menant à des erreurs de mesures et à des offsets. Les sources d'erreurs sont évidemment nombreuses, mais on peut répertorier les principales. En premier lieu, il s'agit de s'assurer que le pixel (ou le groupe de pixels) considéré sur chacune des imagerie pour l'inversion correspond bien au même point de l'objet. La figure 6.4 représente l'image multispectrale d'un corps noir à 200°C devant lequel on a placé une plaque froide percée de trous. Sur cette image, des rectangles bleus ont été ajoutés pour désigner les pixels considérés lors d'une éventuelle reconstruction. Il faut s'assurer que ces rectangles bleus correspondent au même point de l'objet sur chacune des imagerie. Pour cela, le plus efficace est de faire l'image d'un trou source à l'infini. Le trou source éclairant un à quatre pixels au maximum, le recadrage peut être réalisé de manière quasiment exacte. Sur la figure 6.4, on remarque que certaines zones (entourées de violet) correspondent à la superposition de deux imagerie : il est nécessaire de se placer en dehors de ces zones de recouvrement pour éviter les erreurs. Nous avons déterminé à l'aide du FTIR la réponse spectrale de l'ensemble (système optique + filtres) pour les pixels situés en dehors de ces zones de recouvrement. Leur réponse spectrale correspond bien à celle d'un filtre unique : au centre de chaque voie, il n'y a aucun recouvrement. Pour l'inversion, il est également plus exact d'utiliser la réponse spectrale de l'ensemble (système optique + filtres) plutôt que d'utiliser le simple spectre des filtres.

Enfin, il reste à prendre en compte les erreurs possibles liées à la matrice de détecteurs elle-même. D'abord, certains pixels peuvent être défectueux (ils saturent ou leur réponse varie fortement au cours du temps). Ensuite, deux pixels distincts sollicités par le même flux de photons ne renvoient pas forcément la même réponse. Il est alors nécessaire de caractériser le gain et l'offset de chacun des pixels, de façon à homogénéiser leur réponse. Par ailleurs, il existe des sources de courants « parasites » qui perturbent la réponse du détecteur. A chacun de ces courants est associé un bruit qu'il est plus ou moins aisé de limiter. Il existe quatre grands contributeurs au courant du détecteur, qui sont donc sources de bruits :

1. Le bruit électrique dû au circuit de lecture et au convertisseur analogique numérique courant-tension. Ce bruit est associé à un offset qui est lui, assez facile à supprimer en faisant une mesure à temps d'intégration nul ou avec la diode du détecteur dépolarisée.
2. Le bruit d'obscurité associé au courant d'obscurité. Ce courant existe même sous un flux de photons nul. Il dépend de la température du détecteur et de sa tension de polarisation. Le refroidissement à l'azote du détecteur permet de diminuer ce courant d'obscurité et donc de diminuer son bruit.

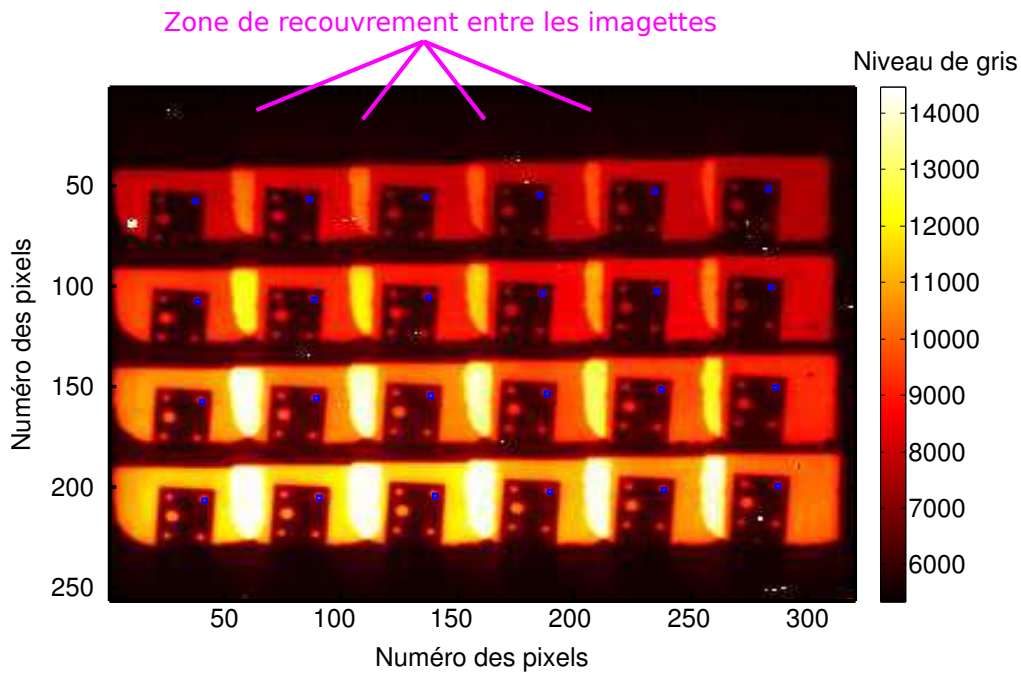


FIGURE 6.4 – Image multispectrale d'un corps noir à 200°C devant lequel on a placé une plaque froide percée de trous. Les rectangles bleus ajoutés sur l'image désignent les pixels considérés pour une reconstruction : il faut s'assurer que ces rectangles bleus correspondent au même point de l'objet sur chacune des imagerie. Les zones entourées en violet sont la superposition de deux imagerie : il est nécessaire de se placer en dehors de ces zones de recouvrement pour éviter les erreurs.

3. Le bruit de fond associé au courant de fond, dû aux objets à 300 K qui entourent la scène imagée. Il perturbent le signal qu'on cherche à détecter. Ce bruit est le plus gênant : pour le diminuer, on limite le champ de vision de la scène.
4. Le bruit associé au signal lui-même.

Toutes ces contributions rendent l'interprétation des données mesurées par le spectro-imageur plus difficile. Notamment, pour la reconstruction des spectres de la scène, la méthode pseudo-inverse de Moore-Penrose n'est pas assez robuste. Elle diverge très rapidement dès que le bruit augmente, rendant impossible la reconstruction des spectres. Des méthodes de reconstruction plus robustes au bruit sont donc nécessaires. Nous en présentons deux : la pseudo-inverse tronquée et le compress sensing.

Méthodes d'inversion robustes au bruit

1. Pseudo-inverse tronquée :

Comme nous l'avons vu précédemment, le calcul de la pseudo-inverse repose sur une décomposition en valeurs singulières. Cela consiste à factoriser la matrice rectangulaire Φ de taille $m \times n$ (matrice qu'on cherche à inverser) sous la forme : $\Phi = USV^*$, avec U et V

des matrices orthogonales de tailles respectives $m \times m$ et $n \times n$ (V^* est la matrice adjointe de V) et S une matrice diagonale contenant les valeurs singulières de Φ . La pseudo-inverse tronquée utilise une décomposition en valeurs singulières tronquée : seules les t plus grandes valeurs singulières de S sont prises en compte, toutes les autres sont artificiellement fixées à zéro dans le calcul. Le bruit de la mesure génère justement des valeurs singulières non nulles mais très faibles qui perturbent la reconstruction. La décomposition tronquée permet donc de diminuer l'influence du bruit lié à la mesure par l'annulation des plus basses valeurs singulières. Cette méthode de pseudo-inverse revient à effectuer une méthode des moindres carrés.

2. Compress sensing :

La méthode « compress sensing » est la plus efficace à ce jour pour reconstruire un signal à partir d'un nombre très limité de mesures² (typiquement dans notre application, on essaie de reconstruire un spectre complet à partir de seulement 24 points de mesures). Cette efficacité repose sur deux points principaux : la possibilité d'avoir une base Ψ sur laquelle la décomposition du signal de la scène est *creuse*, et la possibilité d'obtenir une *incohérence* suffisante entre cette base Ψ et la matrice Φ (matrice qui permet de détecter le signal). Autrement dit, si on appelle le spectre de la scène S_e , il faut que la décomposition du signal sur la base Ψ , $S_e = \sum_{i=1}^p x_i \Psi_i(\sigma)$ mène à un vecteur x dont les termes sont en majorité nuls ou presque nuls. On tronquera ces termes comme dans la méthode pseudo-inverse tronquée, pour ne garder que les t plus grands termes du vecteur. La mesure de ce signal conduit au vecteur y avec $y_k = \langle S_e, \Phi_k \rangle$ (le vecteur y correspondant, dans notre application, aux 24 pixels extraits de chaque imagerie de l'image multispectrale). La théorie du compress sensing montre que plus les bases de détection Φ et de représentation du signal Ψ sont incohérentes (*i.e.* plus le maximum de leur corrélation $\mu(\Phi, \Psi)$ est faible), plus le nombre n de mesures nécessaires (*i.e.* le nombre de filtres dans notre application) peut être faible. Plus précisément, si q est la dimension du signal S_e , on doit avoir un nombre de mesures m qui vérifie :

$$n \geq C \cdot \mu^2(\Phi, \Psi) \cdot t \cdot \log(q) \quad (6.1)$$

où C est une constante positive.

Une loi empirique affirme néanmoins qu'il faut approximativement $m = 4t$ mesures pour reconstruire efficacement le signal³. Plusieurs types de fonctions peuvent être utilisées pour la base de représentation Ψ . Nous avons choisi d'utiliser une base d'ondelettes car cette base permet une décomposition *creuse* de divers types de signatures spectrales. Pour remonter au spectre reconstruit S_r , un algorithme d'optimisation en norme l_1 est finalement utilisé (démontré plus efficace qu'en norme l_2)⁴. Contrairement à la pseudo-inverse tronquée précédente qui revenait à une méthode des moindres carrés, ces algorithmes plus sophistiqués introduisent des critères de pénalisation en plus de la simple optimisation. A chaque itération, la norme l_1 est pondérée avec une moins forte pénalisation sur les coefficients de vecteur x prévus pour être élevés et une plus forte pour les autres. Nous avons utilisé le logiciel d'optimisation nommé « GPSR » (code matlab : GPSR_Basic.m).

²CANDÈS et al., 2008.

³Ibid.

⁴Ibid.

3. Synthèse :

La pseudo-inverse tronquée et le compress sensing tronquent les valeurs qui faussent la reconstruction en cherchant à faire coïncider des données bruitées. Mais en l'absence de bruit, la méthode permettant de reconstruire au mieux le spectre est la pseudo-inverse non tronquée. En cas de bruit, cette simple pseudo-inverse diverge très vite. La pseudo-inverse tronquée et le compress sensing sont alors nécessaires pour reconstruire les données en limitant les erreurs introduites par le bruit. On peut d'ailleurs régler les paramètres de pénalisation du compress sensing pour que sans bruit, il revienne à une simple pseudo-inverse.

Les codes matlab associés à ces deux méthodes nous ont été fournis par Sidonie Lefebvre et Alain Kattnig, chercheurs au DOTA.

6.2.2 Evaluation de la résolution spectrale de notre caméra

La qualité des spectres reconstruits à partir d'une image multispectrale reflète la résolution spectrale de la caméra. Dans cette section, la résolution spectrale de la nouvelle caméra de 24 filtres GMR métal-diélectriques est évaluée. Le spectre de la source est simulé par deux lorentziennes très fines de largeur à mi-hauteur 5 cm^{-1} qui sont progressivement écartées l'une de l'autre : on cherche à estimer l'écart nécessaire pour que les méthodes de reconstruction différencient efficacement les deux pics. Le vecteur de données multispectrales utilisé pour l'inversion est simulé : il correspond à l'intégrale sur la gamme 2.8-5.4 μm du produit des spectres mesurés des 24 filtres et du spectre des deux lorentziennes.

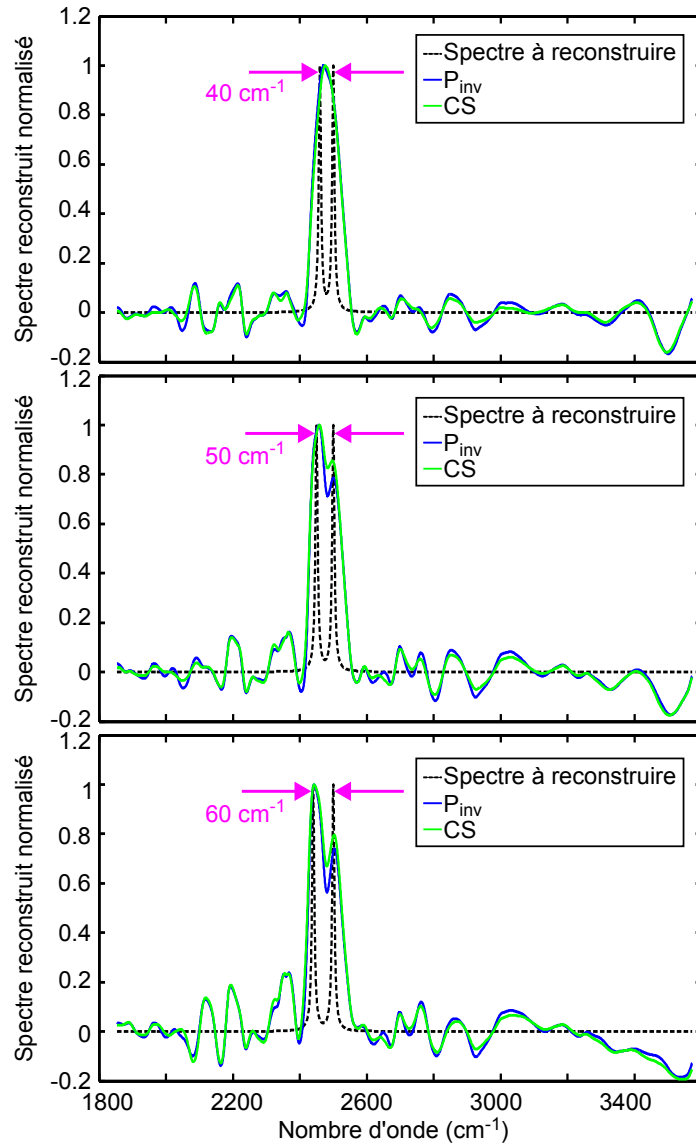


FIGURE 6.5 – Deux lorentziennes de largeur à mi-hauteur 5 cm^{-1} sont progressivement écartées l'une de l'autre (de 40 cm^{-1} , 50 cm^{-1} , et 60 cm^{-1}). La reconstruction de ces lorentziennes se fait à partir de données multispectrales simulées (avec les spectres des 24 filtres mesurés au FTIR). Bleu : reconstruction avec la simple pseudo-inverse non tronquée (notée P_{inv}). Vert : reconstruction avec le compress sensing (noté CS) dont les paramètres sont ajustés pour correspondre à une simple méthode des moindres carrés. La reconstruction commence à séparer les deux lorentziennes à partir de 50 cm^{-1} .

Ce vecteur de données multispectrales ne contient dans un premier temps que le bruit associé à la matrice des spectres des filtres (puisque'elle correspond à une mesure dans un FTIR, un bruit y est forcément associé). Le bruit étant limité, nous reconstruisons le spectre avec une méthode pseudo-inverse non tronquée et une méthode de compress sensing dont les paramètres sont réglés pour fonctionner comme une simple méthode des moindres carrés. La

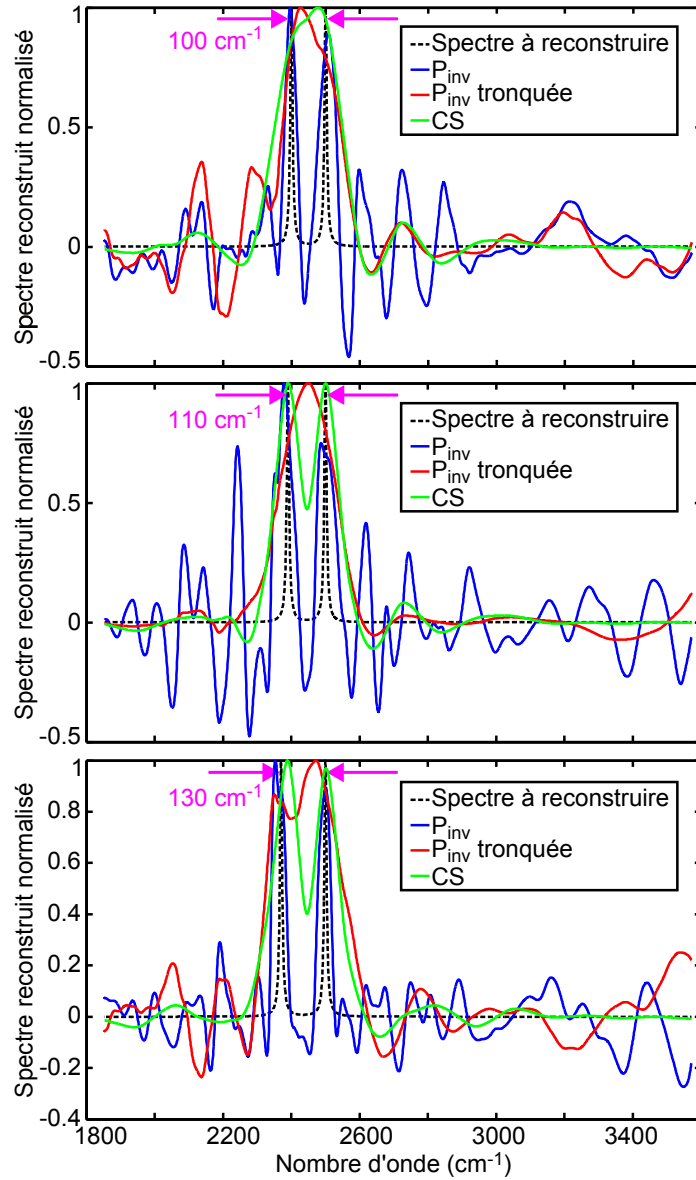


FIGURE 6.6 – Deux lorentziennes de largeur à mi-hauteur 5 cm^{-1} sont progressivement écartées l'une de l'autre (de 100 cm^{-1} , 110 cm^{-1} , et 130 cm^{-1}). La reconstruction de ces lorentziennes se fait à partir de données multispectrales simulées (avec les spectres des 24 filtres mesurés) à laquelle on ajoute un bruit gaussien (rapport signal sur bruit d'environ 200). Bleu : reconstruction avec la simple pseudo-inverse non tronquée (P_{inv}). Rouge : reconstruction avec la pseudo-inverse tronquée (P_{inv} tronquée). Vert : reconstruction avec le compress sensing (CS). Le compress sensing commence à séparer les deux lorentziennes à partir de 110 cm^{-1} . La pseudo-inverse tronquée à partir de 130 cm^{-1} .

figure 6.5 représente la reconstruction d'une telle image multispectrale dans le cas d'écart entre les deux lorentziennes de 40 cm^{-1} , 50 cm^{-1} , et 60 cm^{-1} . La pseudo-inverse et le compress sensing commencent à séparer les deux pics à partir de 50 cm^{-1} .

Dans un deuxième temps, un bruit gaussien est ajouté à l'image multispectrale simulée. La figure 6.6 représente la reconstruction des spectres de lorentziennes plus ou moins écartées (100 cm^{-1} , 110 cm^{-1} , et 130 cm^{-1}) dans le cas d'un rapport signal sur bruit d'environ 200. On remarque que la pseudo-inverse diverge fortement. La pseudo-inverse tronquée et le compress sensing deviennent nécessaires. Le compress-sensing commence à distinguer les deux lorentziennes à partir d'un écart de 110 cm^{-1} . La pseudo-inverse tronquée commence, elle, à les distinguer à partir de 130 cm^{-1} .

En résumé, avec le seul bruit des spectres mesurés au FTIR, la résolution spectrale serait de 50 cm^{-1} . Si l'on ajoute un bruit supplémentaire à l'image multispectrale de façon à avoir un rapport signal sur bruit d'environ 200, la résolution spectrale se dégrade à 110 cm^{-1} . Naturellement, plus le bruit et les erreurs liés à la mesure seront élevés, plus cette résolution spectrale se dégradera.

6.2.3 Détection de différentes concentrations de CO_2

La caméra a finalement été testée en conditions réelles pour évaluer différentes concentrations de CO_2 . Le schéma de principe du banc expérimental utilisé est représenté sur la figure 6.7 : une cuve pouvant être remplie de diverses concentrations de CO_2 est placée entre la caméra et un corps noir (chauffé à 400°C dans le cadre de cette expérience). En réalité, c'est la pression de la cuve qui est mesurée, mais cette pression est proportionnelle au produit de la concentration de CO_2 et de la longueur de la cuve. Un filtre large bande dont la réjection est fortement efficace en dehors de la gamme $3\text{-}5\text{ }\mu\text{m}$ est placé entre la caméra et la cuve de façon à supprimer toutes contributions en dehors de cette gamme d'intérêt. Ce filtre est très peu signé spectralement sur la gamme $3\text{-}5\text{ }\mu\text{m}$.

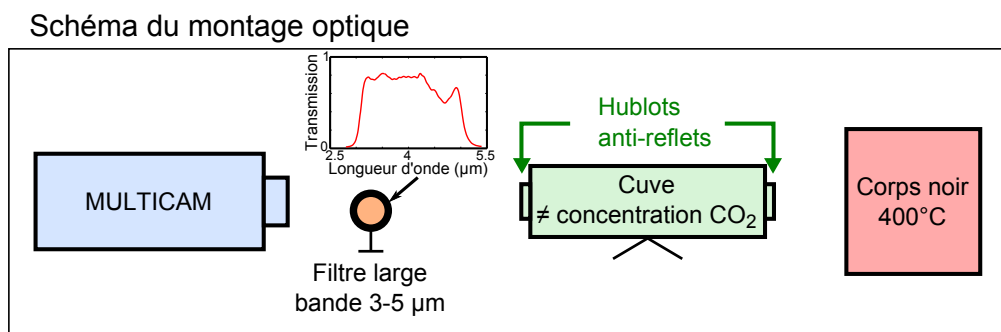


FIGURE 6.7 – Montage expérimental utilisé pour évaluer la concentration de CO_2 présente dans une cuve : cette cuve est placée derrière un corps noir porté à 400°C et devant la caméra multispectrale MULTICAM. Entre la caméra et cette cuve est placé un filtre large bande rejetant toute contribution hors de la gamme $3\text{-}5\text{ }\mu\text{m}$. Les hublots de la cuve sont traités anti-reflet.

Les 24 imagettes obtenues vont être traitées de manière indirecte (par reconstruction de spectre) et de manière directe.

Reconstruction de spectre

Dans un premier temps, nous travaillons avec une cuve vide. Le spectre que nous cherchons à reconstruire est donc celui d'un corps noir à 400°C sur la gamme 2.8-5.4 μm (en pointillés noirs sur la figure 6.8). En dehors de cette gamme, le spectre est nul (à cause du filtre large bande placé devant la caméra). La figure 6.8a représente le spectre reconstruit à partir d'un vecteur de données multispectrales simulées (intégrale sur la gamme 2.8-5.4 μm du produit des spectres des 24 filtres mesurés au FTIR et du spectre du corps noir théorique à 400°C) avec les méthodes d'inversion pseudo-inverse tronquée et compress sensing. Ces reconstructions simulées prennent uniquement en compte le bruit lié à la matrice des spectres des filtres issus de la mesure au FTIR. Dans ce cas, le compress sensing (courbe rouge) permet une bonne reconstruction du spectre de la scène. La reconstruction obtenue avec la pseudo-inverse tronquée (courbe bleue) est déjà moins bonne : le bruit lié à la mesure au FTIR des filtres est déjà conséquent. Un bon traitement de données de cette matrice pourrait permettre à l'avenir de réduire l'impact du bruit de cette mesure au FTIR. La reconstruction à partir de l'image multispectrale réelle est représentée sur la figure 6.8b en bleu clair pour la pseudo-inverse tronquée et en rose pour le compress sensing. Les écarts entre les simulations et les mesures ne sont pas ici uniquement liés au bruit de la caméra. En effet, nous n'avions pas fait de correction gain-offset (cf. section 6.2.1). Cette correction est d'une mise en œuvre aisée et rapide pour de futures expériences et permettra d'améliorer le résultat.

La reconstruction de ce spectre avec la cuve de CO₂ vide nous a permis d'ajuster les paramètres pour la pseudo-inverse tronquée et le compress sensing. Ces paramètres sont réutilisés pour reconstruire les spectres de la scène au fur et à mesure que la concentration de la cuve de CO₂ est augmentée. La figure 6.9 représente les spectres reconstruits à partir des images multispectrales prises avec la caméra pour différentes concentrations de CO₂ dans la cuve. En réalité c'est la pression dans la cuve que nous contrôlons : en la faisant varier de 10 à 750 Torr, on fait varier la concentration de CO₂ de $1,335 \cdot 10^4$ ppm à 10^6 ppm. La figure 6.9a utilise la pseudo-inverse tronquée, tandis que la figure 6.9b utilise le compress sensing. Dans les deux cas, on remarque bien un creux dans le spectre du corps noir autour de 4.3 μm , qui augmente à mesure que la concentration en CO₂ de la cuve s'accroît. L'allure des spectres reconstruits, même s'ils sont peu résolus spectralement (pour cause de bruits et d'erreurs de mesures telles que le gain-offset, mais aussi tout simplement parce que la méthode utilisée ne permet pas d'obtenir une résolution spectrale supérieure à 50 cm^{-1} dans un cas quasi-idéal), permet d'estimer la concentration de CO₂ présente dans la cuve.

Une manière plus directe d'estimer la concentration en CO₂ de la cuve est de quantifier le flux de photons mesuré sur les différents filtres et d'évaluer la différence de flux à mesure que la concentration de CO₂ dans la cuve augmente. C'est ce dont traite la dernière partie de ce manuscrit.

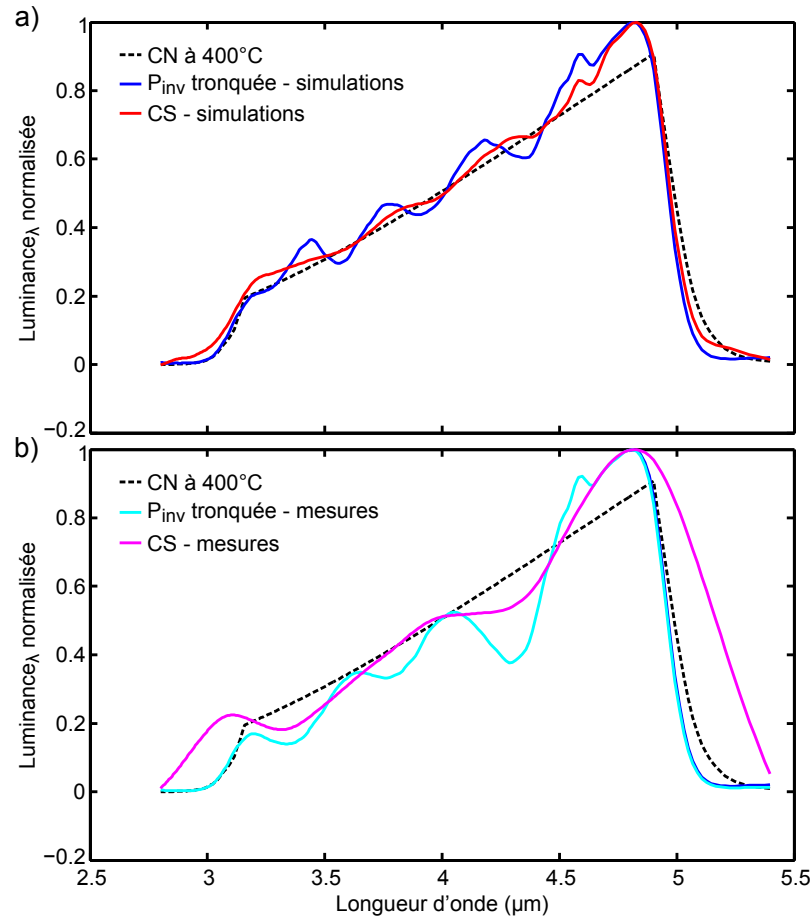


FIGURE 6.8 – Reconstruction d'un corps noir à 400°C placé derrière une cuve vide de CO_2 (spectre en pointillés noirs) a) à partir d'un vecteur de données multispectrales simulées (prenant en compte les spectres mesurés au FTIR des filtres) ou b) à partir de l'image multispectrale obtenue avec la caméra. Deux méthodes de reconstruction sont utilisées : la pseudo-inverse (P_{inv}) tronquée et le compress sensing.

Méthode directe

Dans cette partie, nous interprétons de manière directe les résultats des images multispectrales obtenues avec le montage expérimental de la figure 6.7. Pour mesurer directement (*i.e.* sans reconstruire le spectre de la scène) la concentration de CO_2 présente dans la cuve, il s'agit de définir un critère permettant d'évaluer la diminution du flux de photons autour de $4.3 \mu\text{m}$ à mesure que la concentration augmente et ce, indépendamment de tous les autres motifs pouvant mener à une variation du flux reçu par le détecteur. La figure 6.10 présente en pointillés noirs le spectre du corps noir à 400°C. La courbe bleue correspond au spectre reconstruit précédemment avec la pseudo-inverse tronquée pour une cuve remplie de CO_2 (pression de 750 Torr). Les filtres qui encadrent l'absorption du CO_2 froid sont les 10 filtres compris entre les filtres 6b et 3d. Leurs spectres multipliés par celui du filtre large bande placé devant la caméra sont représentés en pointillés rouges sur la figure 6.10. Les filtres

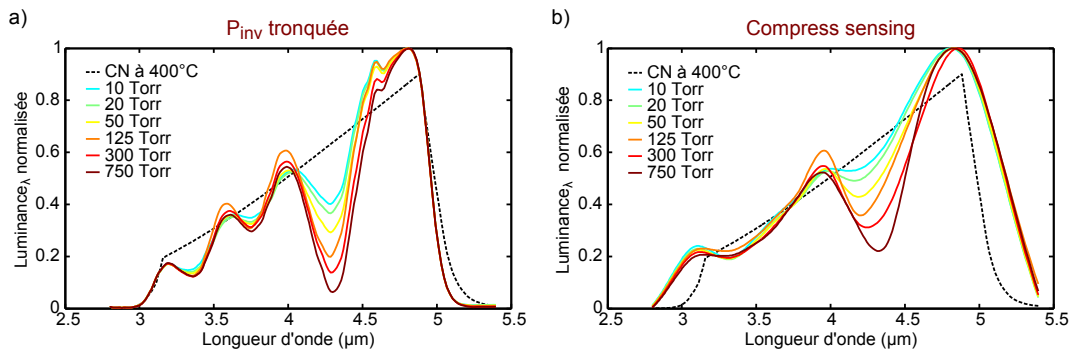


FIGURE 6.9 – Reconstruction du spectre d'un corps noir à 400°C placé derrière une cuve remplie de diverses concentrations de CO₂ (ou de manière équivalente placée à diverses pressions) avec différentes méthodes de reconstruction : a) la P_{inv} tronquée et b) le compress sensing. Courbe en pointillés noirs : spectre normalisé d'un corps noir à 400°C coupé en dehors de la gamme 3-5 μm par le filtre large bande utilisé dans le montage expérimental.

1a à 4a sont au contraire situés dans une zone où l'absorption du CO₂ froid n'a aucune influence (courbes en pointillés oranges sur la figure 6.10 : elles sont le produit du spectre de ces filtres et du filtre large bande placé devant la caméra). Le flux reçu par ces derniers étant indépendant de la concentration de CO₂, il peut servir de référence.

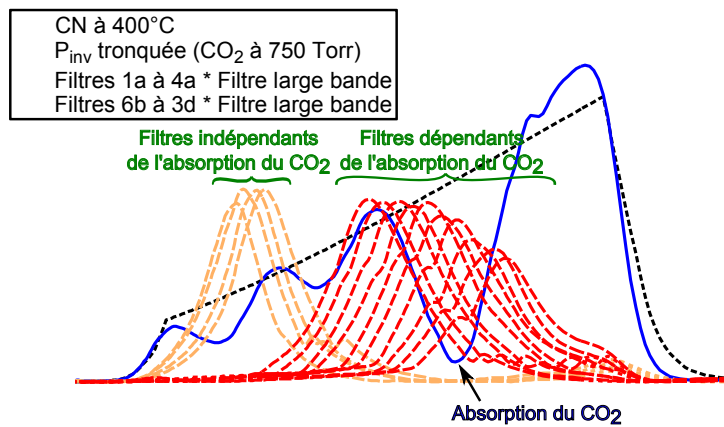


FIGURE 6.10 – Courbe en pointillés noirs : corps noir à 400°C. Courbe bleue : reconstruction du corps noir placé derrière une cuve remplie de CO₂ à 750 Torr avec une pseudo-inverse tronquée. Courbes en pointillés oranges et rouges : produit du spectre des filtres de la matrice et du spectre du filtre large bande pour les filtres 1a à 4a (orange) et les filtres 6b à 3d (rouge).

Nous définissons alors un critère Φ_{dir} permettant d'évaluer la concentration de CO₂ dans la cuve : il s'agit du rapport de la moyenne du flux reçu sur les imagerie 6b à 3d et de la moyenne du flux reçu sur les imagerie 1a à 4a. Le critère Φ_{dir} évalué sur 100 pixels de l'image est représenté sur la figure 6.11 : la moyenne de Φ_{dir} sur les 100 pixels est représentée

par les croix bleues et son écart type par les barres rouges.

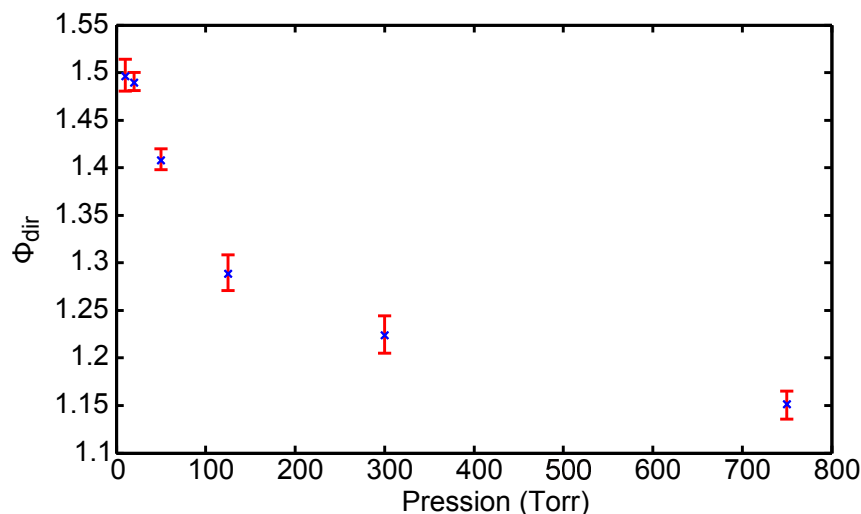


FIGURE 6.11 – Critère Φ_{dir} (défini comme le rapport de la moyenne du flux reçu par les filtres 6b à 3d et de la moyenne du flux reçu par les filtres 1a à 4a) évalué sur 100 pixels de l'image multispectrale. Croix bleues : moyenne de Φ_{dir} sur les 100 pixels. Barres rouges : écart type de Φ_{dir} sur les 100 pixels.

On remarque que le critère Φ_{dir} suit globalement une loi exponentielle décroissante, ce qui est cohérent avec la loi de Beer-Lambert : le flux reçu par la caméra est égal au produit du flux du corps noir à 400°C et du facteur $\exp(-\alpha(\lambda)L[c])$, où $\alpha(\lambda)$ est le coefficient d'absorption du CO_2 , L est la distance parcourue et $[c]$ est la concentration de CO_2 . Ces résultats préliminaires sont donc très encourageants pour les applications de détection de CO_2 .

6.3 Conclusion

Ce dernier chapitre a permis de mettre en évidence les deux matrices de filtres GMR métal-diélectriques fabriquées et caractérisées : la première basée sur une structure suspendue a plusieurs défauts, comme celui d'être fragile et de comporter une forte absorption du SiN_x autour de 4.6 μm , ce qui déforme l'allure des spectres autour de cette longueur d'onde ; une deuxième matrice sur substrat de saphir a donc été fabriquée : elle est plus robuste mécaniquement et les spectres obtenus sont très similaires à ceux prévus par la théorie. En outre, le procédé sur substrat de saphir est bien plus aisé à mettre en œuvre que le procédé suspendu. La matrice sur substrat de saphir a donc été intégrée au sein de la caméra multispectrale MULTICAM. La résolution spectrale que permet d'obtenir cette matrice a été évaluée théoriquement (en fonction de différents niveaux de bruit) et les résultats préliminaires sur la détection de CO_2 obtenus avec cette nouvelle génération de caméra ont été présentés avec une interprétation directe et avec un passage par reconstruction de spectres. Dans ce dernier cas, les contraintes liées aux erreurs de mesures et au bruit ont nécessité l'utilisation

de méthodes d'inversion plus robustes, telles que la pseudo-inverse tronquée ou le compress sensing. Les résultats préliminaires finalement obtenus sur l'évaluation de la concentration de CO_2 d'une cuve sont à ce stade très encourageants.

Conclusion et perspectives

Mes travaux de thèse ont d'abord porté sur l'étude de nouveaux composants pour le filtrage spectral infrarouge : les filtres à résonance de mode guidé (GMR) métal-diélectrique. La connaissance approfondie de ces filtres et de leur mécanisme de fonctionnement m'a, par la suite, permis d'en améliorer les performances (en termes de tolérance angulaire notamment) et de les utiliser pour des applications de filtrage angulaire ou d'imagerie multispectrale.

Dans la première partie de ce manuscrit, j'ai présenté les différents concepts de filtres spectraux existant dans l'infrarouge et pouvant être utilisés pour l'imagerie multispectrale. Sur l'ensemble des filtres présentés, j'ai montré que les filtres GMR entièrement diélectriques ont de bonnes propriétés : la forme de leur pic de transmission est quasiment symétrique, leur efficacité de réjection est bonne et divers types de réseaux de diffraction peuvent être utilisés (réseau unidimensionnel 1D, ou réseau bidimensionnel 2D). En revanche, leur tolérance angulaire est très faible, leur réjection n'est efficace que sur une gamme restreinte de longueurs d'onde et leurs pics de transmission sont relativement fins (facteur de qualité ~ 800). C'est la raison pour laquelle nous avons choisi d'étudier des filtres GMR comprenant non plus un réseau de diffraction diélectrique mais un réseau métallique. Hors de la résonance, ce réseau permet d'assurer une structure réfléchissante sur une large gamme de longueurs d'onde et sur une large gamme angulaire.

La deuxième partie de cette thèse détaille les travaux effectués sur ces filtres GMR métal-diélectrique. Ce type de composant est constitué d'une couche mince en diélectrique sur laquelle est déposé un réseau métallique. La couche diélectrique constitue un résonateur de type « guide d'onde », possédant des modes propres. A la longueur d'onde de résonance, les ordres ± 1 diffractés par le réseau se couplent à l'un des modes propres, et la transmission du composant devient quasi-totale. Hors de cette résonance, la transmission du composant est faible. La forme de Fano du pic de transmission est expliquée par un phénomène d'interférence entre deux canaux de transmission : l'un direct et l'autre indirect. Une variété de

filtres peut ainsi être obtenue suivant la géométrie dudit réseau (réseau unidimensionnel 1D, ou réseau bidimensionnel 2D). Différentes variantes de ces filtres ont été conçues, fabriquées et caractérisées. La structure comportant un réseau 1D est polarisante : la transmission de la lumière est permise uniquement quand le champ magnétique est parallèle aux fentes. Le maximum de transmission atteint environ 80%, ce qui est huit fois plus important que la transmission géométrique du réseau (la taille des fentes est $\sim 10\%$ de la période)⁵. La structure 2D avec des motifs rectangulaires montre la similitude de comportement entre une structure 2D et deux structures 1D croisées. On obtient en effet deux pics de transmission différents suivant l'état de polarisation de l'onde incidente. Le cas 2D avec motifs carrés est un cas particulier du cas rectangulaire : les deux pics précédents coïncident, conduisant à un filtre indépendant de la polarisation sous incidence normale.

Le comportement angulaire de ces filtres a ensuite été étudié. Leur caractérisation en angle a notamment montré que leur sensibilité angulaire dépend fortement de l'axe de rotation de la structure (axe de rotation parallèle ou non à certaines fentes). J'ai expliqué ce comportement par un mécanisme de résonance de mode guidé dans le cas simplifié où les modes propres de la structure ont été calculés avec un film d'or continu et épais⁶. Pour déterminer sans exception et de manière exacte les modes propres de cette structure avec pertes, une méthode originale (que nous avons baptisée « méthode quatre couleurs ») a été présentée. Mon travail a par la suite consisté à proposer des solutions pour améliorer la tolérance angulaire de ces filtres, principalement limitée par deux phénomènes : la dérive en longueur d'onde des bandes de transmission et l'apparition d'un pic secondaire sous incidence oblique. L'ajout d'un deuxième réseau métallique identique au premier en-dessous du guide d'onde diélectrique permet d'améliorer fortement l'efficacité de réjection des filtres et d'étouffer la transmission du pic secondaire sous incidence oblique. Pour limiter la dérive spectrale, nous nous sommes appuyés sur les travaux de Lemarchand *et al.*⁷, qui proposent d'utiliser un réseau dit « bi-atome » dans le cas des structures entièrement diélectriques. Mon travail a alors consisté à adapter ce concept aux structures métal-diélectrique, ce qui a nécessité une étude théorique spécifique⁸. Les structures obtenues ont un pic de transmission stable sur une quinzaine de degrés. L'étude autour des structures bi-atome s'est concentrée sur le cas des structures 1D mais elle pourrait être élargie au cas des structures 2D (en rendant de surcroît les structures indépendantes de la polarisation sous incidence normale) à l'aide de structures *tri-atome*⁹.

Finalement j'ai proposé d'utiliser ces filtres pour une autre application que l'imagerie multispectrale : la combinaison de deux filtres GMR métal-diélectrique de dispersions angulaires très différentes (typiquement un filtre simplement périodique et un filtre bi-atome) permet d'obtenir une fonction optique de filtrage angulaire (sélection d'un cône restreint d'angles d'incidence autour d'une direction (θ, φ) sur toute une gamme de longueurs d'onde). Cette étude a fait l'objet d'un dépôt de brevet.

La troisième partie de ce manuscrit est centrée sur l'application d'imagerie multispectrale.

⁵SAKAT *et al.*, 2011.

⁶SAKAT *et al.*, 2012.

⁷LEMARCHAND *et al.*, 1999.

⁸SAKAT *et al.*, 2013.

⁹FEHREMBACH *et al.*, 2005 ; FEHREMBACH *et al.*, 2007 ; FEHREMBACH *et al.*, 2010.

J'ai d'abord effectué une étude pour optimiser le choix des filtres à concevoir, fabriquer et intégrer dans la caméra multi-voies MULTICAM¹⁰ sous forme de matrice de filtres pour des applications de détection de CO₂. J'ai notamment étudié l'influence du gabarit des filtres (en termes de largeur à mi-hauteur et d'efficacité de réjection), de leur positionnement et de leur nombre sur la qualité de reconstruction du spectre de la scène imagée. Le scénario d'analyse multispectrale visé dans cette thèse est l'étude de la déformation du spectre d'émission d'un corps noir (ou du CO₂ chaud) par l'absorption du CO₂ froid présent dans l'atmosphère pour des applications de télémétrie notamment. J'ai fabriqué en ce sens une matrice de 24 filtres GMR métal-diélectrique 2D (donc non polarisants), fonctionnant dans l'infrarouge moyen. Cette matrice a été intégrée au spectro-imageur instantané MULTICAM et testée en laboratoire. L'interprétation des données multispectrales obtenues s'est faite soit par reconstruction du spectre de la scène (à l'aide de méthodes de reconstruction des spectres robustes au bruit : pseudo-inverse tronquée et compress-sensing), soit par analyse directe des données de l'image multispectrale. Les difficultés liées aux conditions réelles d'utilisation de la caméra (bruit et probables erreurs de mesures) ont été mises en évidence et des solutions aisées et rapides à mettre en œuvre ont été proposées pour améliorer à l'avenir nos premiers résultats, déjà très encourageants.

¹⁰DRUART et al., 2008.

Production scientifique

Brevet

- E. Sakat et al., *Elément de filtrage optique angulaire pour le filtrage angulaire à sélectivité angulaire contrôlée*, n°27658/032FR1

Publications dans des revues à comité de lecture

- E. Sakat et al., *Metal-dielectric bi-atom structure for angular-tolerant spectral filtering*, Opt. Lett., **38**, 4, (2013)
- E. Sakat et al., *Free-standing guided-mode resonance band-pass filters : from 1D to 2D structures*, Opt. Express, **20**, 13084, (2012)
- E. Sakat et al., *Guided mode resonance in subwavelength metallodielectric free-standing grating for bandpass filtering*, Opt. Lett., **36**, 3054, (2011)

Publications dans des colloques internationaux

- E. Sakat et al., *Infrared spectral filters based on guided-mode resonance with subwavelength structures*, Proc. SPIE 8631-74, (2013)
- E. Sakat et al., *Infrared spectral filtering based on guided-mode resonance structure*, Proc. SPIE 8424-38, (2012)

Autres publications

- G. Vincent et al., *Spectral filtering with subwavelength gratings : overview and latest advances*, Proc. SPIE 8268-6 (2012)

Communications

- E. Sakat et al., SPIE Photonics West 2013, San Francisco, USA (Oral invité)
- R. Haidar et al., SPIE Photonics West 2013, San Francisco, USA (Oral invité)
- E. Sakat et al., SPIE Photonics Europe 2012, Bruxelles, Belgique (Oral)
- R. Haidar et al., SPIE Photonics Europe 2012, Bruxelles, Belgique (Oral invité)
- E. Sakat et al., EOS Topical Meeting 2011, Capri, Italie (Oral)
- G. Vincent et al., SPIE Photonics West 2012, San Francisco, USA (Oral invité)
- E. Sakat et al., JNOG 2011, Marseille, France, (Poster)

Bibliographie

- ABBATE, G. et al. (2006). « New Generation of Holographic Gratings Based on Polymer-LC Composites: POLICRYPS and POLIPHEN ». Dans : *Molecular Crystals and Liquid Crystals* 453.1, p. 1–13. DOI : 10.1080/00908310600653550. eprint : <http://www.tandfonline.com/doi/pdf/10.1080/00908310600653550>. (Cf. p. 22).
- ABDULHALIM, I. (2006). « Unique optical properties of anisotropic helical structures in a Fabry-Perot cavity ». Dans : *Opt. Lett.* 31.20, p. 3019–3021. DOI : 10.1364/OL.31.003019. (Cf. p. 22).
- AHARON, O. et al. (2009). « Liquid crystal Lyot tunable filter with extended free spectral range ». Dans : *Opt. Express* 17, p. 11426. DOI : 10.1364/OE.17.011426. (Cf. p. 22).
- (2010). « Liquid crystal wavelength-independent continuous polarization rotator ». Dans : *Optical Engineering* 49.3, p. 034002–034002–4. DOI : 10.1117/1.3366545. (Cf. p. 22).
- ANEMOGIANNIS, E. et al. (1999). « Determination of Guided and Leaky Modes in Lossless and Lossy Planar Multilayer Optical Waveguides: Reflection Pole Method and Wavevector Density Method ». Dans : *J. Lightwave Technol.* 17.5, p. 929. (Cf. p. 49).
- APFEL, J.H. (1965). « Circularly Wedged Optical Coatings. II. Experimental ». Dans : *Appl. Opt.* 4.8, p. 983–985. DOI : 10.1364/AO.4.000983. (Cf. p. 23).
- BÄCK, T. et al. (1999a). « Advanced Algorithms and Operators, volume 2 of Evolutionary Computation ». Dans : *Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia* 11, p. 243. (Cf. p. 23).
- (1999b). « Basic Algorithms and Operators, volume 1 of Evolutionary Computation ». Dans : *Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia* 11, p. 12–13. (Cf. p. 23).
- BANDOPADHYAY, S. et al. (2004). « Understanding the Fano resonance through toy models ». Dans : *American Journal of Physics* 72, p. 1501–1507. DOI : 10.1119/1.1789162. eprint : [arXiv:cond-mat/0310692](http://arxiv.org/abs/cond-mat/0310692). (Cf. p. 43).

- BEECKMAN, J. et al. (2009). « Polarization Selective Wavelength Tunable Filter ». Dans : *Molecular Crystals and Liquid Crystals* 502.1, p. 19–28. DOI : 10.1080/15421400902813626. eprint : <http://www.tandfonline.com/doi/pdf/10.1080/15421400902813626>. (Cf. p. 22).
- BEECKMAN, J. et al. (2011). « Liquid-crystal photonic applications ». Dans : *Optical Engineering* 50.8, p. 081202. DOI : 10.1117/1.3565046. (Cf. p. 22).
- BETHE, H. A. (1944). « Theory of Diffraction by Small Holes ». Dans : *Phys. Rev.* 66.7-8, p. 163–182. DOI : 10.1103/PhysRev.66.163. (Cf. p. 25).
- BETTONVIL, F. C. M. et al. (2006). « Tunable H-alpha Lyot filter with advanced servo system and image processing: instrument design and new scientific results with the Dutch Open Telescope ». Dans : 62690E–62690E–12. DOI : 10.1117/12.670754. (Cf. p. 19).
- BILLAudeau, C. (2007). « Guidage optique dans les cristaux plasmoniques 1D et 2D ». Thèse de doct. Université Paris-Sud 11. (Cf. p. 61).
- BILLAudeau, C. et al. (2008). « Angle-resolved transmission measurements through anisotropic two-dimensional plasmonic crystals ». Dans : *Opt. Lett.* 33.2, p. 165–167. DOI : 10.1364/OL.33.000165. (Cf. p. 61).
- BORN, M. et al. (1999). *Principles of optics: electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. Cambridge university press. (Cf. p. 91).
- BOUCHON, P. et al. (2010). « Fast modal method for subwavelength gratings based on B-spline formulation ». Dans : *J. Opt. Soc. Am. A* 27.4, p. 696–702. DOI : 10.1364/JOSAA.27.000696. (Cf. p. 41).
- BOUCHON, P. et al. (2012). « Wideband omnidirectional infrared absorber with a patchwork of plasmonic nanoantennas ». Dans : *Opt. Lett.* 37.6, p. 1038–1040. (Cf. p. 14, 104).
- BOYKO, O. et al. (2009). « Experimental demonstration of ultrasharp unpolarized filtering by resonant gratings at oblique incidence ». Dans : *J. Opt. Soc. Am. A* 26.3, p. 676–679. DOI : 10.1364/JOSAA.26.000676. (Cf. p. 34).
- CANDÈS, E. J. et al. (2008). « An introduction to compressive sampling ». Dans : *Signal Processing Magazine, IEEE* 25.2, p. 21–30. (Cf. p. 130).
- CAVANAUGH, D.-B et al. (2006). « Anomaly detection using the hyperspectral polarimetric imaging testbed ». Dans : sous la dir. de Sylvia S. SHEN et al. T. 6233. 1. Orlando (Kissimmee), FL, USA : SPIE, 62331Q. DOI : 10.1117/12.666133. (Cf. p. 16).
- CHRIST, A. et al. (2008). « Symmetry Breaking in a Plasmonic Metamaterial at Optical Wavelength ». Dans : *Nano Letters* 8.8. PMID: 18578551, p. 2171–2175. DOI : 10.1021/nl0805559. eprint : <http://pubs.acs.org/doi/pdf/10.1021/nl0805559>. (Cf. p. 43).
- COLLIN, S. et al. (2001). « Strong discontinuities in the complex photonic band structure of transmission metallic gratings ». Dans : *Physical Review B* 63.3, p. 033107. (Cf. p. 28, 75).
- (2002). « Horizontal and vertical surface resonances in transmission metallic gratings ». Dans : *Journal of Optics A-pure and Applied Optics* 4.5, S154–S160. (Cf. p. 29).
- COLLIN, S. et al. (2007). « Waveguiding in nanoscale metallic apertures ». Dans : *Opt. Express* 15.7, p. 4310–4320. (Cf. p. 28, 41).

- COLLIN, S. et al. (2010). « Nearly Perfect Fano Transmission Resonances through Nanoslits Drilled in a Metallic Membrane ». Dans : *Phys. Rev. Lett.* 104.2, p. 027401. DOI : 10.1103/PhysRevLett.104.027401. (Cf. p. 43, 104).
- CONRADI, O. (1999). « Determining the resonator wavelength of VCSELs by Cauchy's integral formula ». English. Dans : *Optical and Quantum Electronics* 31 (9-10), p. 1047–1058. DOI : 10.1023/A:1006970928557. (Cf. p. 50).
- DAWOOD, H. (2011). *Theories of Interval Arithmetic*. Lambert Academic Publishing. (Cf. p. 53).
- DESCOUR, M. R. et al. (1998). « Demonstration of a high-speed nonscanning imaging spectrometer ». Dans : p. 250–258. DOI : 10.1117/12.317633. (Cf. p. 14).
- DESTOUCHES, N. et al. (2006). « Narrow band resonant grating of 100% reflection under normal incidence ». English. Dans : *Opt. Express* 14.26, p. 12613–12622. (Cf. p. 32).
- DING, Y. et al. (2004a). « Doubly resonant single-layer bandpass optical filters ». Dans : *Opt. Lett.* 29.10, p. 1135–1137. DOI : 10.1364/OL.29.001135. (Cf. p. 32, 33).
- (2004b). « Resonant leaky-mode spectral-band engineering and device applications ». Dans : *Opt. Express* 12.23, p. 5661–5674. DOI : 10.1364/OPEX.12.005661. (Cf. p. 32).
- DRUART, G. et al. (2008). « MULTICAM: a miniature cryogenic camera for infrared detection ». Dans : *Proceedings of SPIE*, 69920G–69920G–10. DOI : 10.1117/12.779272. (Cf. p. 15, 108, 143).
- DRUART, G. et al. (2009). « Compact infrared pinhole fisheye for wide field applications ». Dans : *Appl. Opt.* 48.6, p. 1104–1113. DOI : 10.1364/AO.48.001104. (Cf. p. 98).
- DRUART, G. et al. (2011). « Towards infrared DDCA with an imaging function ». Dans : *Proceedings of SPIE*. T. 8012, p. 801228. (Cf. p. 98).
- DUPARRÉ, J. et al. (2004). « Artificial apposition compound eye fabricated by micro-optics technology ». Dans : *Appl. Opt.* 43.22, p. 4303–4310. (Cf. p. 15).
- EBBESSEN, T. W. et al. (1998). « Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays ». Dans : *Nature* 391.6668, p. 667–669. (Cf. p. 25).
- ESTRUCH, T. et al. (2011). « Perfect extinction in subwavelength dual metallic transmitting gratings ». Dans : *Opt. Lett.* 36.16, p. 3160–3162. DOI : 10.1364/OL.36.003160. (Cf. p. 90).
- FANO, U. (1941). « The theory of anomalous diffraction gratings and of quasi-stationary waves on metallic surfaces (Sommerfeld's waves) ». Dans : 158, p. 253. (Cf. p. 26).
- (1961). « Effects of Configuration Interaction on Intensities and Phase Shifts ». Dans : *Phys. Rev.* 124 (6), p. 1866–1878. DOI : 10.1103/PhysRev.124.1866. (Cf. p. 43).
- FEDOTOV, V. A. et al. (2007). « Sharp Trapped-Mode Resonances in Planar Metamaterials with a Broken Structural Symmetry ». Dans : *Phys. Rev. Lett.* 99 (14), p. 147401. DOI : 10.1103/PhysRevLett.99.147401. (Cf. p. 43).
- FEHREMBACH, A. L. et al. (2002). « Phenomenological theory of filtering by resonant dielectric gratings ». Dans : *J. Opt. Soc. Am. A-optics Image Science and Vision* 19.6, p. 1136–1144. (Cf. p. 31, 72).
- FEHREMBACH, A.-L. et al. (2005). « Unpolarized narrow-band filtering with resonant gratings ». Dans : *Appl. Phys. Lett.* 86, p. 121105. (Cf. p. 31, 34, 98, 142).

- FEHREMBACH, A. L. et al. (2007). « Experimental demonstration of a narrowband, angular tolerant, polarization independent, doubly periodic resonant grating filter ». Dans : *Opt. Lett.* 32.15, p. 2269–2271. (Cf. p. 98, 142).
- FEHREMBACH, A.-L. et al. (2010). « High Q Polarization Independent Guided-Mode Resonance Filter With Doubly Periodic Etched Ta₂O₅ Bidimensional Grating ». Dans : *Journal of Lightwave Technology* 28.14, p. 2037–2044. (Cf. p. 98, 142).
- FEHREMBACH, A.-L. et al. (2011). « Tunable, polarization independent, narrow-band filtering with one-dimensional crossed resonant gratings ». Dans : *Opt. Lett.* 36.9, p. 1662–1664. DOI : 10.1364/OL.36.001662. (Cf. p. 34).
- FERREC, Y. (2008). « Spectro-imagerie aéroportée par transformation de Fourier avec un spectromètre statique ecalage latéral : réalisation et mise en oeuvre. » Thèse de doct. Université Paris-Sud 11. (Cf. p. 12).
- FLUSCHE, B.M. et al. (2010). « Defining a process to fuse polarimetric and spectral data for target detection and explore the trade space via simulation ». Dans : *Journal of Applied Remote Sensing* 4, 043550, p. 043550. DOI : 10.1117/1.3516616. (Cf. p. 16).
- FOX, A.E. et al. (2007). « Holographically formed polymer dispersed liquid crystal films for transmission mode spectrometer applications ». Dans : *Appl. Opt.* 46.25, p. 6277–6282. DOI : 10.1364/AO.46.006277. (Cf. p. 22).
- FU, X. et al. (2009). « Nonpolarizing guided-mode resonance filter ». Dans : *Opt. Lett.* 34.2, p. 124–126. DOI : 10.1364/OL.34.000124. (Cf. p. 34).
- GARCIA-VIDAL, F. J. et al. (2002). « Transmission and focusing of light in one-dimensional periodically nanostructured metals ». Dans : *Phys. Rev. B* 66 (15), p. 155412. DOI : 10.1103/PhysRevB.66.155412. (Cf. p. 75).
- GARCIA-VIDAL, F. J. et al. (2010). « Light passing through subwavelength apertures ». Dans : *Rev. Mod. Phys.* 82 (1), p. 729–787. DOI : 10.1103/RevModPhys.82.729. (Cf. p. 31).
- GENET, C et al. (2003). « Fano-type interpretation of red shifts and red tails in hole array transmission spectra ». Dans : *Optics Communications* 225.46, p. 331–336. DOI : 10.1016/j.optcom.2003.07.037. (Cf. p. 43).
- GHENUCHE, P. et al. (2012). « Optical Extinction in a Single Layer of Nanorods ». Dans : *Phys. Rev. Lett.* 109.14, 143903, p. 143903. DOI : 10.1103/PhysRevLett.109.143903. eprint : 1204.4937. (Cf. p. 65, 124).
- GOHBERG, J.C. et al. (1971). « An operator generalization of the logarithmic residue theorem and the theorem of Rouché ». Dans : *Math. USSR Sb* 13 (4), p. 603–625. (Cf. p. 49).
- HAÏDAR, R. et al. (2010). « Free-standing subwavelength metallic gratings for snapshot multispectral imaging ». Dans : *Appl. Phys. Lett.* 96.22, p. 221104. DOI : 10.1063/1.3442487. (Cf. p. 2, 15, 16, 104, 107).
- HANSEN, E. et al. (2003). *Global optimization using interval analysis: revised and expanded*. T. 264. CRC. (Cf. p. 53).
- HAO, F et al. (2008). « Symmetry Breaking in Plasmonic Nanocavities: Subradiant LSPR Sensing and a Tunable Fano Resonance ». Dans : *Nano Lett.* 8.11. PMID: 18831572, p. 3983–3988. DOI : 10.1021/nl802509r. eprint : <http://pubs.acs.org/doi/pdf/10.1021/nl802509r>. (Cf. p. 43).

- HARVEY, A. R. et al. (2005). « Spectral imaging in a snapshot ». Dans : p. 110–119. DOI : 10.1117/12.604609. (Cf. p. 14).
- HAUPT, R.L. et al. (2004). *Practical genetic algorithms*. Wiley-Interscience. (Cf. p. 23).
- HESSEL, A. et al. (oct. 1965). « A new theory of Wood's anomalies on optical gratings ». Dans : *Applied Optics* IP 4, p. 1275–+. (Cf. p. 26).
- HOLAH, G.D. et al. (1974). « Interference filters for the far infrared ». Dans : *Infrared Physics* 14.3, p. 217–229. DOI : 10.1016/0020-0891(74)90025-6. (Cf. p. 23).
- HOSHUYAMA, H. (2003). « Color separation device of solid-state image sensor ». Brev. 7,138,663. (Cf. p. 14).
- HUGONIN, J. P. et al. (2005). « Reticolo Software for Grating Analysis ». Dans : *Institut of Optics Graduates School*. (Cf. p. 79).
- IBGUI, L. (2000). « Etudes de spectres infrarouges pour des applications de télédétection: - développement d'un calcul raie par raie optimisé - mesures en laboratoires, sur des trajets kilométriques ou ute température ». Thèse de doct. Université Paris XI Orsay. (Cf. p. 110).
- JEONG, K.-H. et al. (2006). « Biologically Inspired Artificial Compound Eyes ». Dans : *Science* 312.5773, p. 557–561. DOI : 10.1126/science.1123053. eprint : <http://www.sciencemag.org/content/312/5773/557.full.pdf>. (Cf. p. 98).
- JOHNSON, W.R. et al. (2006). « Spatial-spectral modulating snapshot hyperspectral imager ». Dans : *Applied optics* 45.9, p. 1898–1908. (Cf. p. 14).
- KASTELIK, J.-C. et al. (2009a). « Acousto-optic tunable filter using double interaction for sidelobe reduction ». Dans : *Appl. Opt.* 48.7, p. C4–C10. DOI : 10.1364/AO.48.0000C4. (Cf. p. 22).
- KASTELIK, Jean-Claude et al. (2009b). « Cascaded acousto-optical system formodulation of unpolarized light ». Dans : *Opt. Express* 17.15, p. 12767–12776. DOI : 10.1364/OE.17.012767. (Cf. p. 22).
- KIRCHHOFF, G. (1860). « Ueber das Verhältniss zwischen dem Emissionsvermögen und dem Absorptionsvermögen der Körper für Wärme und Licht ». Dans : *Annalen der Physik* 185.2, p. 275–301. DOI : 10.1002/andp.18601850205. (Cf. p. 9).
- KLEIN, M. W. et al. (2005). « Lineshape of harmonic generation by metallic nanoparticles and metallic photonic crystal slabs ». Dans : *Phys. Rev. B* 72 (11), p. 115113. DOI : 10.1103/PhysRevB.72.115113. (Cf. p. 43).
- KOECHLIN, C. et al. (2011). « Total routing and absorption of photons in dual color plasmonic antennas ». Dans : *Applied Physics Letters* 99.24, 241104, p. 241104. DOI : 10.1063/1.3670051. (Cf. p. 14, 104).
- KOECHLIN, C. et al. (2013). « Analytical description of subwavelength plasmonic MIM resonators and of their combination ». Dans : *Opt. Express* 21.6, p. 7025–7032. DOI : 10.1364/OE.21.007025. (Cf. p. 29).
- LALANNE, P. et al. (2000). « One-mode model and Airy-like formulae for one-dimensional metallic gratings ». Dans : *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics* 2.1, p. 48. (Cf. p. 41).

- LALANNE, P. et al. (2007). « Numerical analysis of a slit-groove diffraction problem ». Dans : *Journal European Optical Society - Rapid Publications vol 2 07022 2*. DOI : 10.2971/jeos.2007.07022. (Cf. p. 47).
- LAUX, E. et al. (mar. 2008). « Plasmonic photon sorters for spectral and polarimetric imaging ». Dans : *Nat Photon* 2.3, p. 161–164. (Cf. p. 14).
- LEMARCHAND, F. et al. (1998). « Increasing the angular tolerance of resonant grating filters with doubly periodic structures ». Dans : *Opt. Lett.* 23.15, p. 1149–1151. (Cf. p. 89).
- LEMARCHAND, F. et al. (1999). « Study of the resonant behaviour of waveguide gratings: increasing the angular tolerance of guided-mode filters ». Dans : *Journal of Optics A-pure and Applied Optics* 1.4, p. 545–551. (Cf. p. 2, 83, 84, 89, 142).
- LUK'YANCHUK, B. et al. (2010). « The Fano resonance in plasmonic nanostructures and metamaterials ». English. Dans : *Nature Materials* 9.9, p. 707–715. DOI : 10.1038/NMAT2810. (Cf. p. 44).
- LYON, R.F. (2000). « Prism-Based Color Separation for Professional Digital Photography ». Dans : (cf. p. 14).
- LYOT, B. (1944). « Le filtre monochromatique polarisant et ses applications en physique solaire ». Dans : *Annales d'Astrophysique* 7, p. 31. (Cf. p. 20).
- M., Robert (2012). « Spectrally dense comb-like filters fashioned with thick guided-mode resonant gratings ». Dans : *Opt. Lett.* 37.18, p. 3792–3794. (Cf. p. 32).
- MAGNUSSON, R. et al. (1992). « New principle for optical filters ». Dans : *Appl. Phys. Lett.* 61.9, p. 1022–1024. DOI : <http://dx.doi.org/10.1063/1.107703>. (Cf. p. 31, 72).
- MAGNUSSON, R. et al. (1995). « Transmission bandpass guided-mode resonance filters ». Dans : *Appl. Opt.* 34.35, p. 8106–8109. DOI : 10.1364/AO.34.008106. (Cf. p. 32).
- MANOLAKIS, D. et al. (2003). « Hyperspectral image processing for automatic target detection applications ». Dans : *Lincoln Laboratory Journal* 14.1, p. 79–116. (Cf. p. 12).
- MATHEWS, S.A. (2008). « Design and fabrication of a low-cost, multispectral imaging system ». Dans : *Applied optics* 47.28, F71–F76. (Cf. p. 15).
- MERRILL, R. B. (1999). « Color separation in an active pixel cell imaging array using a triple-well structure ». Brev. 5,965,875. (Cf. p. 14).
- MINET, J. (2011). « Imagerie multispectrale, vers une conception adaptée détection de cibles ». Thèse de doct. Institut d'Optique Graduate School, Université Paris Sud. (Cf. p. 12).
- MIRIN, N.-A. et al. (2009). « Fano Resonances in Plasmonic Nanoparticle Aggregates ». Dans : *The Journal of Physical Chemistry A* 113.16, p. 4028–4034. DOI : 10.1021/jp810411q. eprint : <http://pubs.acs.org/doi/pdf/10.1021/jp810411q>. (Cf. p. 43).
- MOORE, R.-E. et al. (2009). *Introduction to Interval Analysis*. Society for Industrial et Applied Mathematics. (Cf. p. 53).
- MORRIS, H.R. et al. (1994). « Imaging Spectrometers for Fluorescence and Raman Microscopy: Acousto-Optic and Liquid Crystal Tunable Filters ». Dans : *Appl. Spectrosc.* 48.7, p. 857–866. (Cf. p. 22).
- OGATA, S. et al. (1994). « Optical sensor array in an artificial compound eye ». Dans : *Optical Engineering* 33.11, p. 3649–3655. DOI : 10.1117/12.179889. (Cf. p. 15).

- PERALTA, C. et al. (2010). « How the method of choice to assess liquid crystal tunable filters' bandpass function impacts the spectroradiometric measurements performed with them ». Dans : *Journal of Optics* 12.1, p. 015707. DOI : 10.1088/2040-8978/12/1/015707. (Cf. p. 22).
- PIEGARI, A. et al. (2006). « Variable narrowband transmission filters with a wide rejection band for spectrometry ». Dans : *Appl. Opt.* 45.16, p. 3768–3773. DOI : 10.1364/AO.45.003768. (Cf. p. 23).
- PIEGARI, A. et al. (2008). « Variable narrow-band transmission filters for spectrometry from space.2. Fabrication process ». Dans : *Appl. Opt.* 47.13, p. C151–C156. DOI : 10.1364/AO.47.00C151. (Cf. p. 23).
- PIEGARI, A.-M. et al. (2004). « Variable transmission filters with wide rejection band for space applications ». Dans : *Optical Interference Coatings*. Optical Society of America, ThB4. (Cf. p. 23).
- POPOV, E. et al. (1986). « Theoretical Study of the Anomalies of Coated Dielectric Gratings ». Dans : *Optica Acta: International Journal of Optics* 33.5, p. 607–619. DOI : 10.1080/713821994. eprint : <http://www.tandfonline.com/doi/pdf/10.1080/713821994>. (Cf. p. 31).
- PORTO, J. A. et al. (oct. 1999). « Transmission resonances on metallic gratings with very narrow slits ». Dans : *Phys. Rev. Lett.* 83.14, p. 2845–2848. (Cf. p. 25, 27, 29, 41, 75).
- PRESS, W. H. et al. (1992). *Numerical Recipes in C, The Art of Scientific Computing, Second Edition*. Sous la dir. de Cambridge University PRESS. Press Syndicate of the University of Cambridge. (Cf. p. 55).
- RAYLEIGH, L. (1907). « On the dynamical theory of gratings ». Dans : *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* 79.532, p. 399–416. (Cf. p. 26).
- ROBERTS, A. (1987). « Electromagnetic theory of diffraction by a circular aperture in a thick, perfectly conducting screen ». Dans : *J. Opt. Soc. Am. A* 4.10, p. 1970–1983. DOI : 10.1364/JOSAA.4.001970. (Cf. p. 25).
- ROBITAILLE, P.-M. (2009). « Kirchhoffs law of thermal emission: 150 years ». Dans : *Progr. Phys* 4, p. 3–13. (Cf. p. 9).
- ROMMELUÈRE, S. (2007). « Intégration dun micro-spectromètre statique par transformée de Fourier sur un plan focal infrarouge ». Thèse de doct. Université Paris-Sud 11. (Cf. p. 12).
- ROMMELUÈRE, S. et al. (2007). « Single-scan extraction of two-dimensional parameters of infrared focal plane arrays utilizing a Fourier-transform spectrometer ». Dans : *Applied optics* 46.9, p. 1379–1384. (Cf. p. 13).
- SAFRANI, A. et al. (2009). « Spectropolarimetric method for optic axis, retardation, and birefringence dispersion measurement ». Dans : *Optical Engineering* 48.5, p. 053601–053601–10. DOI : 10.1117/1.3126628. (Cf. p. 22).
- SAKAT, E. et al. (2011). « Guided mode resonance in subwavelength metallodielectric free-standing grating for bandpass filtering ». Dans : *Opt. Lett.* 36.16, p. 3054–3056. DOI : 10.1364/OL.36.003054. (Cf. p. 142).

- SAKAT, E. et al. (2012). « Free-standing guided-mode resonance band-pass filters: from 1D to 2D structures ». Dans : *Opt. Express* 20.12, p. 13082–13090. DOI : 10.1364/OE.20.013082. (Cf. p. 142).
- SAKAT, E. et al. (2013). « Metal–dielectric bi-atomic structure for angular-tolerant spectral filtering ». Dans : *Opt. Lett.* 38.4, p. 425–427. (Cf. p. 142).
- SANDERS, J.-S. et al. (1995). « Design and analysis of apposition compound eye optical sensors ». Dans : *Optical Engineering* 34.1, p. 222–235. DOI : 10.1117/12.183393. (Cf. p. 15).
- SARRAZIN, M. et al. (2003). « Role of Wood anomalies in optical properties of thin metallic films with a bidimensional array of subwavelength holes ». Dans : *Phys. Rev. B* 67 (8), p. 085415. DOI : 10.1103/PhysRevB.67.085415. (Cf. p. 43).
- SCHARMER, G.-B. et al. (2003). « The 1-meter Swedish solar telescope ». Dans : p. 341–350. DOI : 10.1117/12.460377. (Cf. p. 19).
- SEMETER, J. et al. (2001). « Simultaneous multispectral imaging of the discrete aurora ». Dans : *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 63.18, p. 1981–1992. DOI : 10.1016/S1364-6826(01)00074-8. (Cf. p. 15).
- SENTENAC, A. et al. (2005). « Angular tolerant resonant grating filters under oblique incidence ». Dans : *J. Opt. Soc. Am. A-optics Image Science and Vision* 22.3, p. 475–480. (Cf. p. 31, 71).
- SHARON, A. et al. (1997). « Resonant grating waveguide structures for visible and near-infrared radiation ». English. Dans : *J. Opt. Soc. Am. A: Optics, Image Science, and Vision* 14.11, p. 2985–2993. (Cf. p. 31).
- SHOGENJI, R. et al. (2004). « Multispectral imaging using compact compound optics ». Dans : *Opt. Express* 12.8, p. 1643–1655. (Cf. p. 15).
- SHOJI, Y. et al. (2009). « Development of a Multi-Spectrum Imager for the S-520 Sounding Rocket ». Dans : *TRANSACTIONS OF THE JAPAN SOCIETY FOR AERONAUTICAL AND SPACE SCIENCES, SPACE TECHNOLOGY JAPAN* 7.ists26, Tn₇ Tn₁2. (Cf. p. 22).
- SONNEFRAUD, Y. et al. (2010). « Experimental Realization of Subradiant, Superradiant, and Fano Resonances in Ring/Disk Plasmonic Nanocavities ». Dans : *ACS Nano* 4.3. PMID: 20155967, p. 1664–1670. DOI : 10.1021/nn901580r. eprint : <http://pubs.acs.org/doi/pdf/10.1021/nn901580r>. (Cf. p. 43).
- STENZEL, O. (2004). « Resonant reflection and absorption in grating waveguide structures ». Dans : *Integrated Optics: Devices, Materials, and Technologies VIII* 5355, p. 1–13. (Cf. p. 32).
- TANIDA, J. et al. (2001). « Thin observation module by bound optics (TOMBO): concept and experimental verification ». Dans : *Applied Optics* 40.11, p. 1806–1813. (Cf. p. 15).
- TANIDA, J. et al. (2003). « Color imaging with an integrated compound imaging system ». Dans : *Optics Express* 11.18, p. 2109–2117. (Cf. p. 15).
- THELEN, A. (1965). « Circularly Wedged Optical Coatings. I. Theory ». Dans : *Appl. Opt.* 4.8, p. 977–981. DOI : 10.1364/AO.4.000977. (Cf. p. 23).

- TIBULEAC, S. et al. (2001). « Narrow-linewidth bandpass filters with diffractive thin-film layers ». Dans : *Opt. Lett.* 26.9, p. 584–586. DOI : 10.1364/OL.26.000584. (Cf. p. 32, 33).
- VINCENT, G. (2008). « Réseaux métalliques sub-longueur d'onde, applications optique infrarouge ». Thèse de doct. Université d'Orsay - Paris XI. (Cf. p. 15, 29, 30).
- VINCENT, G. et al. (2008). « Large-area dielectric and metallic freestanding gratings for midinfrared optical filtering applications ». Dans : *J. Vac. Sci. Technol. B* 26.6, p. 1852–1855. DOI : 10.1116/1.2998728. (Cf. p. 30, 58).
- VINCENT, P. et al. (1979). « Corrugated dielectric waveguides: A numerical study of the second-order stop bands ». English. Dans : *Applied physics* 20.4, p. 345–351. DOI : 10.1007/BF00895008. (Cf. p. 31).
- WANG, S. S. et al. (1990). « Guided-mode resonances in planar dielectric-layer diffraction gratings ». Dans : *J. Opt. Soc. Am. A* 7.8, p. 1470–1474. DOI : 10.1364/JOSAA.7.001470. (Cf. p. 31).
- WANG, S.S. et al. (1994). « Design of waveguide-grating filters with symmetrical line shapes and low sidebands ». Dans : *Opt. Lett.* 19.12, p. 919. (Cf. p. 32).
- WANG, Y. et al. (2009). « Fabrication and characterization of nanoscale resonant gratings on thin silicon membrane ». Dans : *Opt. Express* 17.7, p. 4938–4943. DOI : 10.1364/OE.17.004938. (Cf. p. 34).
- WOOD, R.W. (1902). « On a Remarkable Case of Uneven Distribution of Light in a Diffraction Grating Spectrum ». Dans : *Proceedings of the Physical Society of London* 18, p. 269–275. (Cf. p. 26).
- WU, M. L. et al. (2006). « Silicon-based and suspended-membrane-type guided-mode resonance filters with a spectrum-modifying layer design ». Dans : *Optics Letters* 31.22, p. 3333–3335. (Cf. p. 32).
- WU, M. L. et al. (2007). « Authentication labels based on guided-mode resonant filters ». Dans : *Opt. Lett.* 32.12, p. 1614–1616. (Cf. p. 71).
- XU-HUI, H. et al. (2010). « Polarization-Independent Guided-Mode Resonance Filters under Oblique Incidence ». Dans : *Chinese Physics Letters* 27.7, p. 74211–74213. DOI : doi : 10.1088/0256-307X/27/7/074211. (Cf. p. 34).
- YUSHKOV, K.B. et al. (2010). « Polarization-independent imaging with an acousto-optic tandem system ». Dans : *Opt. Lett.* 35.9, p. 1416–1418. DOI : 10.1364/OL.35.001416. (Cf. p. 22).
- ZHANG, X. et al. (2010). « Target classification using active laser polarimetric imaging technique ». Dans : sous la dir. de Toru YOSHIZAWA et al. T. 7850. 1. Beijing, China : SPIE, 78502T. DOI : 10.1117/12.882617. (Cf. p. 16).

Réseaux métalliques sub-longueur d'onde pour l'imagerie multispectrale infrarouge

Résumé

Les nanotechnologies ont atteint une maturité qui permet de concevoir, avec un haut niveau de fiabilité, des composants fonctionnalisés pour des systèmes optiques complexes. Cette thèse traite, dans ce cadre, du filtrage spectral. J'ai ainsi proposé un nouveau concept de filtre composé d'un guide d'onde en diélectrique et d'un réseau métallique sub-longueur d'onde. Dans un premier temps, j'ai conçu, fabriqué et caractérisé des structures (unidimensionnelles 1D ou bidimensionnelles 2D) basées sur ce concept. J'ai mené l'analyse détaillée du mécanisme de résonance, et j'ai étudié les propriétés de ces structures en termes d'accordabilité spectrale, de polarisation, d'efficacité de réjection, et de tolérance angulaire. J'ai par la suite proposé des variantes de ces structures pour en améliorer l'efficacité de réjection et la tolérance angulaire. Dans un deuxième temps, j'ai entrepris d'utiliser les différentes variantes de ce type de composant pour des applications de filtrage angulaire ou d'imagerie multispectrale. Concernant cette dernière, une matrice de 24 filtres a été optimisée et intégrée dans une caméra multispectrale infrarouge cryogénique pour des applications d'estimation de la concentration de CO₂ ou de télémétrie. Les difficultés liées aux conditions réelles d'utilisation de la caméra sont mises en évidence et des solutions sont proposées pour améliorer nos résultats, déjà très encourageants.

Subwavelength metallic grating for infrared multispectral imaging

Abstract

Nanotechnologies have reached a maturity level that allows designing, with high confidence level, functionalized components for complex optical systems. In this context, this work addresses the issue of spectral filtering. I proposed a new design of filter based on the combination of a dielectric waveguide and on a subwavelength metallic grating. In a first time, I fabricated and characterized structures based on this design (with one dimensional 1D or two dimensional 2D geometries). I analyzed in detail the resonance mechanism and I studied the properties of these structures in terms of spectral tunability, polarization behavior, rejection efficiency and angular tolerance. Then, I proposed derivatives of these components with improved rejection efficiency and angular tolerance. Secondly, I used various derivatives of these components to address angular filtering or multispectral imaging applications. For the latter, a 24-filter matrix has been optimized and integrated inside an infrared multispectral camera for CO₂ sensing. Difficulties related to its real use conditions are highlighted and solutions are proposed to improve our results, already promising.