



HAL
open science

Extinction extraordinaire par superposition en champ proche de filtres élémentaires nanostructurés

T. Estruch

► **To cite this version:**

T. Estruch. Extinction extraordinaire par superposition en champ proche de filtres élémentaires nanostructurés. Optique [physics.optics]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2013. Français. NNT : . tel-01020030

HAL Id: tel-01020030

<https://theses.hal.science/tel-01020030>

Submitted on 8 Jul 2014

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

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



Laboratoire de Photonique et de Nanostructures

Ecole doctorale Matière Condensée et Interfaces

Extinction extraordinaire par superposition en champ proche de filtres élémentaires nanostructurés

Mise en évidence, théorie et application au filtrage infrarouge

THÈSE

Soutenue publiquement en Novembre 2013

pour l'obtention du

Doctorat de l'université de Paris Diderot (Paris 7)

(Spécialité : Physique)

par **Thomas ESTRUCH**

Composition du jury :

M. Jérôme PRIMOT (*Directeur de thèse*)

M. Nicolas BONOD

M. Benoit CLUZEL

M. Thomas COUDREAU

M. Julien JAECK

Office National d'Etudes et de Recherches Aérospaceiales



*Celui qui pose une question est bête cinq minutes. . .
Celui qui n'en pose pas l'est toute sa vie.*

PROVERBE CHINOIS

LISTE DES CONTRIBUTIONS SCIENTIFIQUES

PUBLICATIONS DANS DES REVUES À COMITÉ DE LECTURE

- ✎ T. Estruch et al., *Perfect extinction in subwavelength dual metallic transmitting gratings*, **Opt.Lett.**, **38**, **16** (2011)
- ✎ T. Estruch et al., *Mason's rule and Signal Flow Graphs applied to subwavelength resonant structures*, **Opt. Express**, **20**, **24** (2012)

PUBLICATIONS DANS DES COLLOQUES INTERNATIONAUX

- ✎ T. Estruch et al., *Real-time tailoring of the spectral shape of infrared transmission filters using anti-resonant anomalies*, **Proc. SPIE**, **8632-08** (2013)
- ✎ T. Estruch et al., *Tunable mid-infrared filter based on the superposition of sub-wavelength gratings*, **Proc. SPIE**, **8424-20** (2012)

COMMUNICATIONS ORALES

- ✎ T. Estruch et al., **SPIE Photonics West 2013**, San Francisco, Etats-Unis (Oral)
- ✎ T. Estruch et al., **Ecole de nanophotonique 2012**, Les Houches, France (Poster)
- ✎ T. Estruch et al., **SPIE Photonics Europe 2012**, Bruxelles, Belgique (Poster)
- ✎ T. Estruch et al., **Summer School of Plasmonics 2**, Porquerolles, France (Poster)
- ✎ T. Estruch et al., **JNOG 2011**, Marseille, France (Poster)

TABLE DES MATIÈRES

1	INTRODUCTION	1
1.1	Contexte de l'étude	1
1.2	Organisation du mémoire	2
2	PRÉAMBULE	5
2.1	Qu'appelle-t-on l'Infrarouge?	5
2.2	Sélection de bandes spectrales par filtrage	8
2.2.1	Coefficients de Fresnel	8
2.2.2	Fabry-Perot : structure à deux interfaces	9
2.2.3	Filtres interférentiels : structure à m interfaces	11
2.2.4	La nanophotonique comme méthode alternative?	12
3	FILTRAGE SPECTRAL PAR STRUCTURES SUB- λ	15
3.1	Réseaux métalliques sub-longueur d'onde	15
3.1.1	Réseau métallique sub-longueur d'onde 1D	16
3.1.2	Mécanismes de transmission	17
3.2	Réalisation technologique d'un réseau suspendu	22
3.2.1	Fabrication de l'échantillon	22
3.2.2	Caractérisation expérimentale	25
3.3	Superposition de réseaux métalliques sub-longueur d'onde	27
3.3.1	Structure "Dual Metallic Grating"	28
3.3.2	Transmission de la structure	29
3.4	Application au filtrage spectral	37
3.4.1	Le rayonnement Nightglow	38
3.4.2	Filtrage spectral agile : variation de la FWHM	40
4	FORMALISME DE MASON	43
4.1	Méthodes modales et formalisme de matrice S	44
4.2	Formalisme de Mason	48
4.2.1	Graphes de Fluence	48
4.2.2	Règle de Mason	50
4.2.3	Intérêt de la méthode	51
4.3	Application à la structure DMG	52
4.3.1	Cas où les deux réseaux sont alignés	52
4.3.2	Cas où les deux réseaux sont latéralement décalés	59
4.3.3	Combinaison d'extinctions quasi parfaites	62
4.4	Application à une structure en réflexion	63
5	VALIDATION EXPÉRIMENTALE	71
5.1	Une absence de preuve expérimentale en infrarouge	71
5.2	Mise en évidence expérimentale	72
5.2.1	Source accordable infrarouge	73
5.2.2	Détecteur infrarouge refroidi	74
5.2.3	Conception de la structure à caractériser	77
5.2.4	Caractérisation des échantillons	81
5.3	Agilité spectrale de l'extinction extraordinaire	85

5.3.1	Principe du banc optique	86
5.3.2	Procédure d'alignement des réseaux	89
5.3.3	Procédure d'alignement de la source infrarouge	95
5.3.4	Mesures de spectres à différentes altitudes	97
5.3.5	Fabrication d'échantillons surélevés	100
6	CONCLUSION ET PERSPECTIVES	105
	BIBLIOGRAPHIE	107

ACRONYMES

ONERA	Office Nationale d'Etudes et de Recherches Aérospatiales
LPN	Laboratoire de Photonique et de Nanostructures
CNRS	Centre National de la Recherche Scientifique
NVL	Night Vision Laboratory
CEA	Commissariat à l'Energie Atomique et aux Energies Alternatives
LETI	Laboratoire d'Electronique des Technologies de l'Information
SOFRADIR	SOciété FRAnçaise de Détection InfraRouge.
EM	Electromagnétique
TE	Transverse Electrique
TM	Transverse Magnétique
FWHM	Full Width at Half Maximum (largeur à mi-hauteur)
BMM	B-Spline Modal Method
RCWA	Rigorous Coupled Wave Analysis
FP	Fabry-Perot
SMG	Single Metallic Grating
DMG	Dual Metallic Grating
DDG	Dual Dielectric Grating
TMG	Triple Metallic Grating
PECVD	Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition
TMAH	Tetramethylammonium hydroxide
HF	Acide Fluorhydrique
FTIR	Spectromètre InfraRouge à Transformée de Fourier
OPO	Oscillateur Paramétrique Optique
AFM	Microscope à Forces Atomiques

INTRODUCTION

1.1 CONTEXTE DE L'ÉTUDE

Face au besoin toujours croissant en termes de performances et de miniaturisation des dispositifs en imagerie infrarouge, la nanophotonique permet la réalisation de fonctions optiques nouvelles qui concurrencent voire dépassent l'état de l'art. Mais qu'appelle-t-on *nanophotonique*? C'est la jonction entre deux mondes. Le monde de la *photonique* qui concerne l'étude et le contrôle des photons donc de la lumière, et le monde de la *nano* ou plutôt de la nanostructuration de la matière. Autrement dit, la nanophotonique c'est l'art de structurer la matière jusqu'à l'échelle du nanomètre pour lui conférer des propriétés optiques et ainsi interagir avec la lumière.

Grâce à l'évolution des techniques de fabrication en salle blanche, ces nanostructures ont permis la découverte de propriétés optiques inédites dans des domaines aussi variés que le photovoltaïque [1, 2, 3], la détection [4, 5, 6] et l'imagerie multispectrale [7, 8]. C'est ainsi que notre équipe de recherche à l'ONERA, en collaboration avec le Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (LPN), s'est fixée comme objectif de multiplier le catalogue des fonctions optiques réalisables à l'aide de microstructures métalliques et/ou diélectriques pour répondre aux besoins toujours plus complexes des systèmes imageurs.

Dans de nombreuses applications liées aux domaines de recherche suscités, il est nécessaire de sélectionner des bandes spectrales d'intérêt qui dépendent à la fois de l'objet à étudier (bandes d'absorption de la cible, émissivité,...) mais aussi, du fond sur lequel il se présente ainsi que du fond instrumental qui peut dégrader le contraste de l'image. Cette sélection spectrale est communément réalisée grâce à des empilements de couches minces sur substrat [9, 10]. L'épaisseur de chacune de ces couches minces est contrôlée de manière drastique de manière à favoriser les interférences destructives ou constructives entre les différentes couches. Le gabarit spectral du filtre est ainsi façonné en accord avec le cahier des charges de l'application. Ces filtres doivent souvent être thermostatés par cryogénie ce qui entraîne une dilatation thermique des couches minces qui peut désaccorder spectralement la structure. Ce cyclage thermique peut, sur du long terme, endommager les empilements de couches et rendre les filtres inutilisables. Enfin, bien que les filtres interférentiels soient très performants, ils nécessitent la sélection de substrats transparents dans la bande spectrale d'intérêt. Les candidats sont alors peu nombreux, souvent chers, toxiques à la gravure et il n'est pas aisé de faire accrocher les matériaux constitutifs des couches minces dessus.

En ce sens, la nanophotonique possède un potentiel non négligeable pour concurrencer ces objets puisque les structures mettent en jeu moins de matériaux

ce qui permet de réduire les contraintes de dilatations différentielles. Le gabarit spectral des filtres est alors façonné par la nanostructuration du matériau qui lui confère un indice effectif contrôlé. C'est ainsi que suite à un travail de thèse mené en 2007 au sein de notre équipe, plusieurs structures filtrantes dites *suspendues*, car le substrat est ouvert en face arrière, ont vu le jour en salle blanche du CNRS/LPN [11]. Autre avantage de ces structures, le substrat n'est alors plus choisi uniquement pour sa transparence, mais plus pour des considérations mécaniques (facilité de gravure, rigidité pour la suspension de la membrane filtrante, etc.) ce qui permet de sélectionner des candidats moins chers en vue d'une industrialisation.

Brique de base de mon travail de thèse, ces filtres réalisés en 2007 correspondent à des réseaux métalliques de période sub-longueur d'onde suspendus. Autrement dit, les structures sont entourées d'air et le substrat n'a plus d'influence optique comme dans le cas des empilements de couches minces. Véritable prouesse technologique, cette symétrie du milieu d'incidence avec le milieu de sortie permet d'améliorer la largeur spectrale des résonances des filtres spectraux [12, 13] pour obtenir des transmissions d'amplitude supérieure à 80%. Ces filtres de type passe-bande ou coupe-bande dans l'infrarouge possèdent néanmoins une efficacité de réjection limitée aux hautes longueurs d'onde et qui peut devenir handicapante dans certaines applications d'imagerie. En vue d'améliorer cette caractéristique spectrale, j'ai été amené à proposer et étudier plusieurs concepts de nanostructures basés sur la superposition de réseaux sub-longueur d'onde, qui ont révélé un phénomène d'extinction extraordinaire aux hautes longueurs d'onde. Cette extinction extraordinaire favorise grandement l'efficacité de réjection hors bande passante et ce, sur de larges plages spectrales ouvrant la voie vers la conception de filtres à fort potentiel pour l'imagerie spectrale. En effet, dans de nombreuses applications de détection, l'objet à détecter est masqué par un fond trop éblouissant (dans le cas d'un incendie de bâtiment par exemple, les caméras infrarouge sont éblouies par le flux et il est nécessaire de limiter la contribution du fond environnemental pour être capable de détecter la présence de gaz toxiques ou risquant d'exploser avant une intervention des pompiers) et la réalisation de filtres sélectifs en longueurs d'onde et très peu transmittants hors bande passante devient alors un réel enjeu. De la conception numérique jusqu'à la réalisation pratique du dispositif en passant par l'étude théorique des mécanismes optiques résonants mis en jeu, cette thèse a été envisagée comme un projet complet permettant d'allier compétences expérimentales et théoriques.

1.2 ORGANISATION DU MÉMOIRE

Ce mémoire se découpe en trois parties qui correspondent à ma démarche de recherche au cours de ma thèse à l'ONERA. Pour se familiariser avec les structures sub-longueur d'onde appliquées au filtrage spectral, je rappellerai dans la première partie de ce manuscrit, les différents mécanismes responsables de la transmission extraordinaire. Afin d'améliorer les caractéristiques spectrales de ces filtres je proposerai un concept de structure basé sur la superposition

de réseaux sub-longueur d'onde en champ proche et mettant en jeu une extinction extraordinaire dont la position spectrale dépend de la position relative des échantillons. Dans une deuxième partie, j'expliquerai en détail les mécanismes physiques régissant le comportement de cette structure et ce, grâce à l'implémentation d'une méthode heuristique originale. Enfin, après avoir compris l'origine du phénomène d'extinction extraordinaire et après avoir proposé quelques structures innovantes notamment en réflexion, je m'attacherai dans une troisième et dernière partie, à mettre en place un banc d'optique visant à démontrer ces phénomènes expérimentalement.

PARTIE I : FILTRAGE SPECTRAL À BASE DE RÉSEAUX MÉTALLIQUES SUB-LONGUEUR D'ONDE

Dans la première partie, je rappelle tout d'abord les différents mécanismes mis en jeu dans la transmission à travers les réseaux métalliques sub-longueur d'onde 1D. Je présenterai ainsi les avantages et les limitations de ce type de structures dans des applications liées au filtrage spectral. Dans le but d'améliorer l'efficacité de réjection hors bande passante de ce type de filtres spectraux dans l'infrarouge, je proposerai ensuite, une structure innovante basée sur la superposition de réseaux métalliques sub-longueur d'onde. Nous verrons que ce type de structures admet un comportement spectral très différent selon la distance relative entre les réseaux. Plus particulièrement, lorsque les réseaux sont en interaction champ proche, je mettrai en évidence l'apparition d'un phénomène d'extinction de la transmission atypique et favorisant l'efficacité de la réjection hors bande passante au-delà de nos espérances. Ce phénomène original et découplé de la transmission extraordinaire admet un fort potentiel applicatif pour la conception de filtres spectraux à excellente efficacité de réjection dans l'infrarouge ou possédant une largeur à mi-hauteur accordable en temps réel.

PARTIE II : ETUDES DE MÉCANISMES PHYSIQUES RÉSONANTS GRÂCE AU FORMALISME DE MASON

Dans la deuxième partie de ce manuscrit, j'expliquerai l'origine du phénomène d'extinction extraordinaire de la transmission observé lors de la superposition en champ proche de réseaux métalliques sub-longueur d'onde. Pour cela, j'utiliserai une approche basée sur la traduction des résonances multi-modes ayant lieu dans la structure en une représentation graphique à laquelle on applique la formule de Mason adaptée à l'optique. Cette formule, à l'origine utilisée en électronique, sera adaptée scalairement pour s'appliquer à notre étude et permettre ainsi d'obtenir un modèle algébrique correspondant à la transmission de la structure considérée. Cette approche, permet par sa simplicité, de valider la compréhension physique que l'on a des mécanismes optiques résonants dans les nanostructures et ainsi, elle permet de tirer des règles de conception pour le design de nouvelles structures filtrantes hautes performances. En particulier, je proposerai un concept de filtre à forte transmission et à efficacité de réjection quasi parfaite hors bande passante. Enfin la compréhension des mécanismes

liés à l'extinction extraordinaire de la transmission dans les structures à réseaux métalliques sub-longueur d'onde superposés sera généralisée pour obtenir une extinction extraordinaire de la réflexion. Cette étude ouvre la voie à la conception de filtres en réflexion, réalisant les fonctions de miroirs quasi-parfaits pour une longueur d'onde et quasi-transparents sur une large bande spectrale.

PARTIE III : MISE EN ÉVIDENCE EXPÉRIMENTALE D'UNE EXTINCTION EXTRAORDINAIRE

Dans la troisième partie, après avoir expliqué l'origine et montré l'intérêt applicatif des phénomènes d'extinction extraordinaire de la transmission (ou de la réflexion) dans des nanostructures superposées, je mettrai en place un banc optique visant à démontrer le phénomène expérimentalement. Dans une optique de démonstration, j'ai d'abord proposé et développé une structure noyée dans du diélectrique de manière à mettre en évidence l'existence du phénomène d'extinction extraordinaire. L'encapsulation n'étant pas maîtrisée pour des structures suspendues, il a fallu mettre en place un protocole de fabrication en salle blanche. L'expérience acquise permettra la conception de futures structures filtrantes hautes performances encapsulées pour permettre de les intégrer lors de campagne de mesures sur le terrain. En effet, ces structures noyées sont beaucoup plus résistantes au transport et aux vibrations que les membranes superposées par assemblage mécanique dont l'alignement est fragile. Enfin, après avoir démontré le phénomène d'extinction extraordinaire, je mettrai également en place un banc optique visant à approcher de manière dynamique deux réseaux sub-longueur d'onde en champ proche (i.e. à quelques microns l'un de l'autre) pour étudier l'agilité spectrale de l'extinction extraordinaire à l'aide d'une platine piézoélectrique. Véritable défi expérimental, ce banc a nécessité la mise en place d'une procédure d'alignement et le dessin de pièces mécaniques adaptées pour accueillir les échantillons afin de les approcher jusqu'au quasi-contact. Des mesures en transmission à l'aide d'une source accordable à forte puissance ont été effectuées lors de cette expérience visant à caractériser spectralement l'influence de l'extinction extraordinaire de la transmission sur la bande passante de la structure en fonction de la position relative des échantillons.

Sommaire

2.1	Qu'appelle-t-on l'Infrarouge?	5
2.2	Sélection de bandes spectrales par filtrage	8
2.2.1	Coefficients de Fresnel	8
2.2.2	Fabry-Perot : structure à deux interfaces	9
2.2.3	Filtres interférentiels : structure à m interfaces	11
2.2.4	La nanophotonique comme méthode alternative?	12

Ce chapitre est consacré à la présentation de l'infrarouge et vise à mettre en évidence la nécessité de la sélection de bandes spectrales plus ou moins larges pour imager une scène et en analyser la composition. Cette sélection spectrale est majoritairement réalisée, à l'état de l'art, grâce à des filtres de type Fabry-Perot ou à des empilement de couches minces que je présenterai succinctement. Nous verrons également dans quelles mesures la nanophotonique peut être considérée comme une alternative aux techniques de filtrages dites *classiques*.

2.1 QU'APPELLE-T-ON L'INFRAROUGE?

Le terme **Infrarouge** signifie littéralement **plus bas** (*infra* en latin) que le **rouge**. Autrement dit, le domaine de l'infrarouge contient les fréquences inférieures à la couleur rouge, visible à l'oeil nu et située à $f = 14000\text{cm}^{-1}$ (soit $\lambda = 740\text{nm}$). La limite haute longueur d'onde est quant à elle définie pour $\lambda = 100\mu\text{m}$ ce qui correspond au début du domaine du térahertz (THz) car à partir de cette longueur d'onde, les propriétés électromagnétiques des matériaux commencent à changer. Sur cette large gamme de longueurs d'onde correspondant au domaine de l'infrarouge et représentée en [Figure 1](#), la transmission du rayonnement optique à travers l'atmosphère ne se fait pas de manière homogène. Elle est influencée par deux phénomènes essentiels qui sont :

- L'absorption propre des constituants gazeux de l'atmosphère, en particulier la vapeur d'eau (H_2O) et le dioxyde de carbone (CO_2).
- La diffusion due à la présence des particules que contient l'atmosphère, des molécules ou des aérosols.

Ainsi, les absorptions "majeures" dues à la vapeur d'eau ou encore au gaz carbonique, ainsi que les absorptions "mineures" dues aux gaz à effet de serre, encadrent et délimitent des bandes spectrales transparentes dans l'atmosphère.

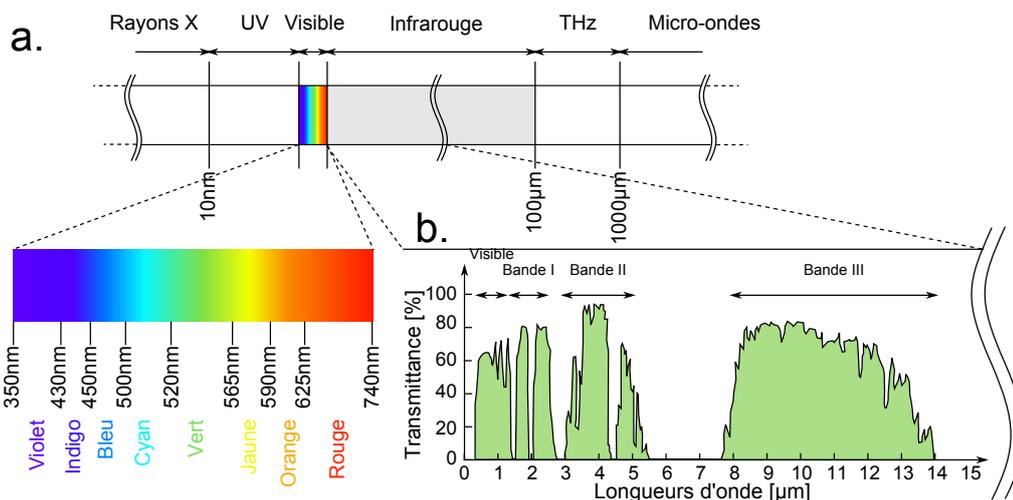


Figure 1: a. Schéma représentant la position du domaine de l'infrarouge et du visible dans le spectre électromagnétique de la lumière. b. La transmission de l'atmosphère est représentée dans l'infrarouge en fonction des différentes bandes d'absorption des espèces gazeuses représentées en blanc. On peut alors définir trois bandes transparentes dans l'infrarouge représentée en vert : la bande I de l'infrarouge de $1.2\mu\text{m}$ à $2.5\mu\text{m}$, la bande II entre $3\mu\text{m}$ et $5\mu\text{m}$ et enfin la bande III pour des longueurs d'onde comprises entre $8\mu\text{m}$ et $14\mu\text{m}$.

Parmi ces bandes spectrales visibles sur la [Figure 1.b](#), où l'absorption est très faible, les bandes II (entre $3\mu\text{m}$ et $5\mu\text{m}$) et III (entre $8\mu\text{m}$ et $14\mu\text{m}$) de l'infrarouge présentent un grand intérêt applicatif. En effet, l'actualité récente soumet les industriels à une demande de plus en plus forte en terme de sécurité des installations à risques. La détection précoce des fuites de vapeurs et gaz inflammables, explosifs ou toxiques est donc une nécessité absolue dans les usines chimiques et pétrochimiques. La plupart de ces solvants, hydrocarbures et autres composés organiques volatils possèdent des raies d'absorption particulières en bande II et III de l'infrarouge et qui dépendent de la structure de la molécule. Par exemple, la liaison C-H présente une raie d'absorption vers $\lambda = 3.4\mu\text{m}$, cette raie sera donc présente dans le spectre de tous les hydrocarbures. Dans la gamme $8 - 14\mu\text{m}$, les raies d'absorption vont être une signature particulière de la molécule permettant de distinguer les différentes espèces d'hydrocarbures.

Pour mesurer ces raies d'absorption qui constituent la signature chimique des molécules à détecter, plusieurs approches permettant de sélectionner des bandes spectrales réduites sont envisageables et rappelées en [Figure 2](#).

La première méthode consiste à utiliser une source **accordable signée spectralement** associée à un **détecteur large bande**. La scène est alors balayée à différentes longueurs d'onde et on compare l'amplitude du faisceau émis (référence) avec celui reçu par le détecteur (mesure). Le rapport entre la référence et la mesure permet d'obtenir le spectre d'absorption de l'espèce chimique à détecter. Cette technique offre l'avantage d'être très résolue spectralement puisque les sources lasers émettent un flux important avec une largeur spectrale de l'ordre des raies d'absorption à détecter. En contrepartie, la plage d'accordabilité

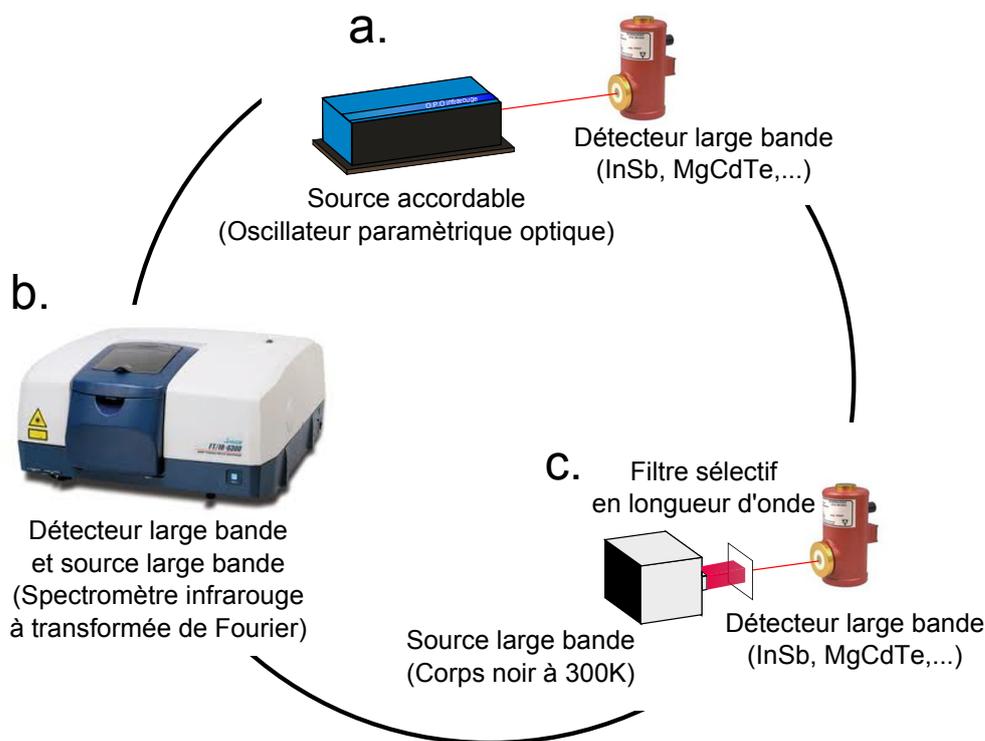


Figure 2: Principes de sélection de bandes spectrales pour spectrométrie. a. Une source accordable signée spectralement associée à un détecteur large bande. Cette technique est hautement résolue mais possède une plage d'accordabilité limitée. b. Spectromètre infrarouge à transformée de Fourier (FTIR). Il s'agit d'une source large bande associée à un détecteur large bande. Cet équipement possède une haute résolution sur une large bande mais est très encombrant et peu transportable (équipement de laboratoire). c. Source large bande (typiquement un corps noir ambiant) associée à un filtre sélectif en longueur d'onde et un détecteur large bande. Pour changer la bande spectrale sélectionnée, on change le filtre. La qualité du spectromètre est lié aux caractéristiques du filtre.

dépasse rarement les 1000cm^{-1} ce qui équivaut à quelques microns maximum suivant la bande infrarouge où est effectuée la mesure (cf. [Figure 2.a.](#)).

Une autre approche consiste à utiliser un spectromètre infrarouge à transformée de Fourier représenté en [Figure 2.b.](#) Dans cet équipement de laboratoire, un faisceau infrarouge provenant d'une source **large bande**, de type corps noir, est dirigé vers un interféromètre de Michelson qui va moduler le spectre du faisceau en fonction de la position du miroir mobile. L'espèce chimique à détecter est donc éclairée par un grand nombre de fréquences différentes qui vont la faire vibrer. Le faisceau modulé par l'absorption de l'espèce chimique à détecter arrive alors sur le **détecteur large bande** et apparaît comme un interférogramme. Cet interférogramme est lié à l'intensité reçue par le détecteur en fonction de la position du miroir mobile dans l'interféromètre de Michelson et est la somme de l'ensemble des fréquences du faisceau infrarouge. On effectue alors la transformée de Fourier du signal obtenu pour reconstruire le spectre de la molécule. Cette technique est très résolue et large bande mais peu transportable car encombrante et est sensible aux vibrations environnantes.

Enfin, la dernière technique consiste à utiliser une **source large bande**, typiquement un corps noir ambiant à $T = 300\text{K}$, associé à un **détecteur large bande**. La sélection spectrale se fait alors par l'ajout d'un filtre accordable, ou d'une matrice de filtres comme présenté en [Figure 2.c](#). Cette méthode offre l'avantage de pouvoir s'intégrer sur le détecteur et donc d'être transportable. La résolution du système est liée aux caractéristiques des filtres utilisés.

Nous allons donc nous intéresser à cette dernière technique de spectrométrie infrarouge et distinguer les grandes familles de filtres utilisés pour sélectionner les bandes spectrales réduites nécessaires à la détection et la reconnaissance des espèces chimiques volatiles présentes sur une scène donnée.

2.2 SÉLECTION DE BANDES SPECTRALES PAR FILTRAGE

A l'état de l'art, les dispositifs de spectrométrie fonctionnels utilisent principalement deux types de filtres pour la sélection de bandes spectrales dans l'infrarouge. Les premiers sont basés sur des résonances de cavités dans des résonateurs de Fabry-Perot (superposition de deux dioptries). Les seconds appartiennent à la famille des filtres interférentiels et sont basés sur la superposition d'un grand nombre de couches minces (superposition de m dioptries) d'indice et d'épaisseur variables pour obtenir des interférences constructives ou destructives aux longueurs d'onde désirées. Quel que soit le filtre utilisé, sa transmission et sa réflexion sont déterminées en utilisant les coefficients de Fresnel à chaque dioptrie composant la structure.

2.2.1 Coefficients de Fresnel

Les coefficients de Fresnel permettent de calculer la transmission ou la réflexion à l'interface entre deux couches d'indices différents. La [Figure 3](#) représente un dioptrie séparant deux milieux linéaires, homogènes et isotropes d'indices n_1 et n_2 , éventuellement complexes. Lorsqu'une onde d'amplitude E_i est incidente avec un angle θ_1 par rapport à la normale au dioptrie séparant les deux milieux, elle est réfléchie avec une amplitude E_r et est transmise avec une amplitude E_t telle que :

$$E_i + E_r = E_t \quad (1)$$

En polarisation transverse électrique (TE), les coefficients de Fresnel correspondant à la transmission (t_{TE}) à travers le dioptrie ou à la réflexion (r_{TE}) sur celui-ci s'écrivent alors :

$$r_{TE} = \frac{E_r}{E_i} = \frac{n_1 \cos(\theta_1) - n_2 \cos(\theta_2)}{n_1 \cos(\theta_1) + n_2 \cos(\theta_2)} \quad (2)$$

$$t_{TE} = \frac{E_t}{E_i} = \frac{2n_1 \cos(\theta_1)}{n_1 \cos(\theta_1) + n_2 \cos(\theta_2)} \quad (3)$$

$$1 + r_{TE} = t_{TE} \quad (4)$$

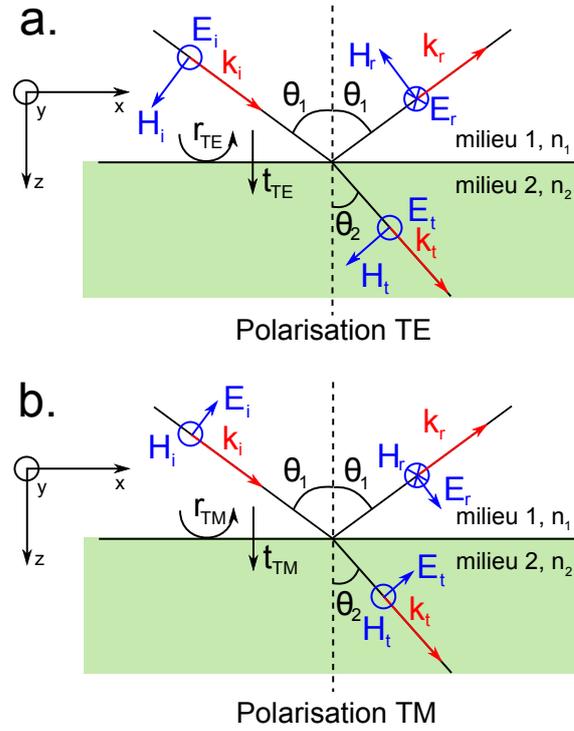


Figure 3: Schéma d'une onde incidente, réfléchie et transmise sur un dioptré séparant un milieu 1 d'indice n_1 et un milieu 2 d'indice n_2 . a. Polarisation transverse électrique (TE). b. Polarisation transverse magnétique (TM).

Dans le cas où l'onde incidente est polarisée transverse magnétique (TM), ces coefficients s'écrivent alors :

$$r_{TM} = \frac{E_r}{E_i} = \frac{n_2 \cos(\theta_1) - n_1 \cos(\theta_2)}{n_2 \cos(\theta_1) + n_1 \cos(\theta_2)} \quad (5)$$

$$t_{TM} = \frac{E_t}{E_i} = \frac{2n_1 \cos(\theta_1)}{n_2 \cos(\theta_1) + n_1 \cos(\theta_2)} \quad (6)$$

$$(1 + r_{TM}) \cos(\theta_1) = t_{TM} \cos(\theta_2) \quad (7)$$

Ces coefficients de Fresnel permettent d'obtenir la transmission et la réflexion à travers un dioptré séparant deux milieux infinis en fonction de la polarisation de l'onde incidente. On est alors en mesure de calculer les transmittances et les réflectances de structures composées de plusieurs dioptrés.

2.2.2 Fabry-Perot : structure à deux interfaces

Le résonateur de Fabry-Perot consiste en la superposition de deux dioptrés réfléchissants parallèles pour former une cavité résonante. Un résonateur de Fabry-Perot simple est par exemple une lame de verre à faces planes et parallèles, d'épaisseur e et d'indice n comme représenté en [Figure 4](#).

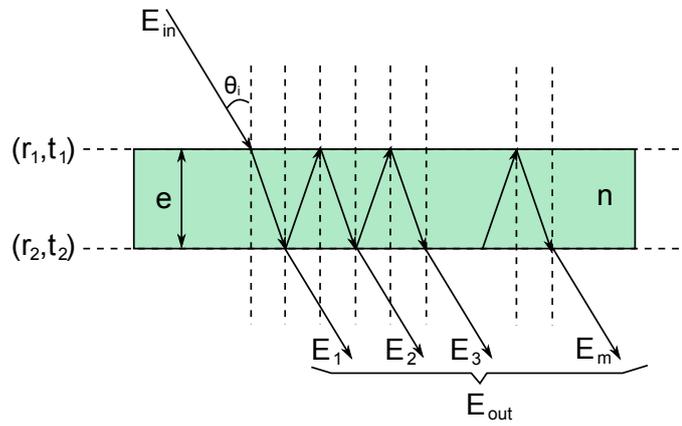


Figure 4: Schéma représentant une cavité Fabry-Perot constituée d'une lame à faces planes et parallèles, d'épaisseur e et d'indice n . L'amplitude de l'onde incidente sur la lame s'écrit E_{in} et est représentée avec un angle θ_i par rapport à la normale au dioptre d'entrée. Les amplitudes de l'onde transmise par le système sont notées E_m avec m correspondant au nombre d'allers-retours dans la cavité plus un.

On considère une onde incidente sur la structure avec un angle θ_i à la longueur d'onde λ . Après chaque réflexion sur les parois de la lame de verre, la différence de marche δ s'écrit :

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} 2nec \cos(\theta_i) \quad (8)$$

Si les interfaces de la lame de verre ont respectivement pour coefficients de Fresnel, (r_1, t_1) et (r_2, t_2) on obtient :

$$E_{out} = \sum_{m=1}^{\infty} E_m = t_1 t_2 E_{in} e^{i\delta/2} \sum_{m=0}^{\infty} (r_1 r_2 e^{i\delta})^m \quad (9)$$

$$E_{out} = t_1 t_2 E_{in} e^{i\delta/2} \frac{1}{1 - r_1 r_2 e^{i\delta}} \quad (10)$$

L'intensité transmise s'écrit donc :

$$I_{out} = \frac{(1 - r_1^2)(1 - r_2^2)}{(1 - r_1 r_2)^2 + 4r_1 r_2 \sin^2(\delta/2)} I_{in} \quad (11)$$

On trace alors en [Figure 5.a.](#), l'intensité en sortie d'un Fabry-Perot en incidence normale ($\theta_i = 0$), d'épaisseur $e = 3\mu\text{m}$ et pour différentes valeurs de coefficients de réflexion R avec $R = r_1^2 = r_2^2$. On constate que la qualité du résonateur de Fabry-Perot est liée au nombre d'allers-retours de l'onde dans la cavité entre les dioptres réfléchissants. Plus les miroirs sont de bonnes qualités (i.e R tend vers l'unité) plus les photons passent de temps dans la cavité et plus la finesse du pic augmente. On fait également varier la longueur de la cavité e à R fixé en [Figure 5.b.](#) On remarque que plus la longueur de la cavité entre les miroirs augmente, plus l'écart spectral entre deux résonances consécutives est faible. Ainsi, un même filtre Fabry-Perot peut sélectionner plusieurs bandes spectrales d'intérêt.

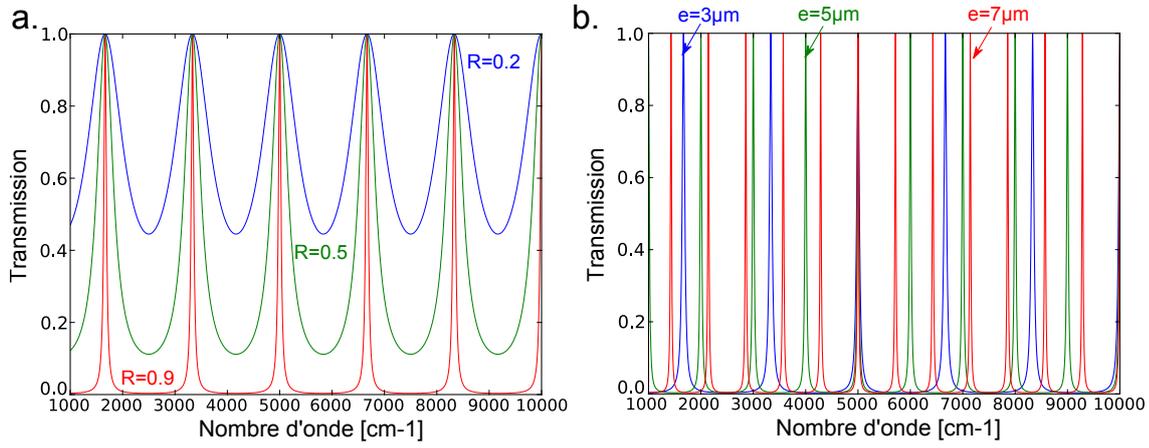


Figure 5: Spectres correspondant à la transmission d'une structure Fabry-Perot. a. Pour différentes valeurs de coefficient de réflexion R avec $e = 3\mu\text{m}$: $R = 0.2$ (bleu), $R = 0.5$ (vert), $R = 0.9$ (rouge). On constate que lorsque R augmente, l'efficacité de réjection augmente et la largeur à mi-hauteur des pics diminue. b. Pour différentes longueurs de cavités e avec $R = 0.9$: $e = 3\mu\text{m}$ (bleu), $e = 5\mu\text{m}$ (vert), $e = 7\mu\text{m}$ (rouge). On remarque que plus la longueur de cavité e augmente, plus les résonances de Fabry-Perot sont proches spectralement.

2.2.3 Filtrés interférentiels : structure à m interfaces

Les filtres interférentiels, aussi appelés *filtrés à empilement de couches minces*, sont le résultat d'une maturité acquise sur ces trente dernières années. Ils permettent de réaliser des fonctions optiques diverses et variées, de la plus simple (peu de couches empilées) à la plus complexe (grand nombre de couches empilées). On peut alors, grâce à cette technique, réaliser des filtres qui respectent les contraintes imposées sur l'intensité, la phase, la polarisation, l'achromaticité, la tolérance angulaire, la largeur de la résonance ainsi que la tenue au flux. L'automatisation des procédés de dépôt rend possible aujourd'hui la superposition de plusieurs centaines de couches (oxydes, sulfures, nitrures, fluorures, métaux) avec une précision nanométrique.

En pratique, la différence avec le cas du Fabry-Perot énoncé précédemment est la prise en compte de la propagation à travers chacune des couches minces d'épaisseur h dans la détermination de la transmittance ou de la réflectance de la structure.

Cas de deux interfaces

On considère un empilement de trois milieux linéaires, homogènes et isotropes comme représenté en Figure 6. Les coefficients de réflexion et de transmission globaux s'écrivent alors :

$$r_g = \frac{r_{11}^\alpha + r_{22}^\beta e^{2ik_z h}}{1 - r_{22}^\alpha r_{22}^\beta e^{2ik_z h}} \quad (12)$$

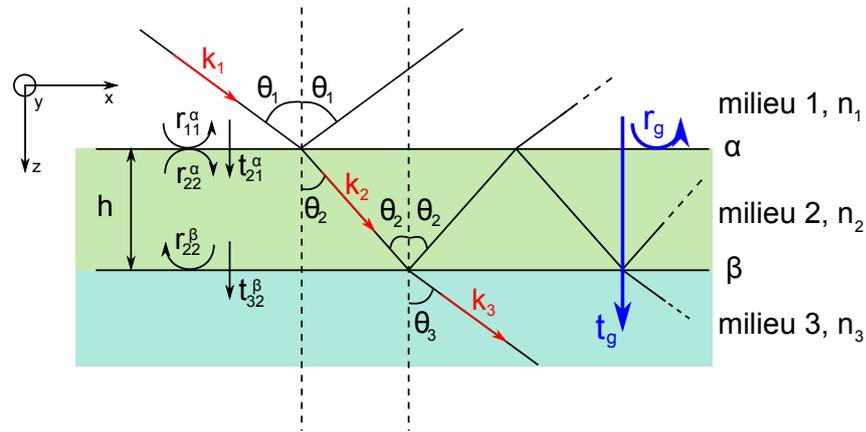


Figure 6: Schéma représentant un empilement de trois couches minces. r_g et t_g sont les coefficients de Fresnel globaux permettant de calculer respectivement la réflexion et la transmission du milieu 1 d'indice n_1 au milieu 3 d'indice n_3 . Les coefficients $r_{ji}^{(m)}$ et $t_{ji}^{(m)}$ représentent respectivement les coefficients de Fresnel à la réflexion et à la transmission du milieu i vers le milieu j à l'interface (m) .

$$t_g = \frac{t_{21}^\alpha t_{32}^\beta e^{ik_{z2}h}}{1 - r_{22}^\alpha r_{22}^\beta e^{2ik_{z2}h}} \quad (13)$$

avec $k_{z2} = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 \cos(\theta_1)$ le vecteur d'onde dans le milieu 2, α , l'interface séparant le milieu 1 du milieu 2, β , l'interface séparant le milieu 2 du milieu 3 et h , l'épaisseur de la couche du milieu 2.

En utilisant un algorithme itératif, on peut calculer ces coefficients de Fresnel à travers m couches de différentes épaisseurs et ainsi obtenir le spectre de la structure en transmission et en réflexion.

Les structures à empilement de couches minces sont donc très performantes car elles permettent de concevoir la forme spectrale du filtre en assemblant une multitude de matériaux d'indices différents en couches d'épaisseurs variables pour obtenir des interférences constructives à certaines longueurs d'onde et destructives à d'autres. Il s'agit d'une forme d'ingénierie de phase. Pour contrôler l'épaisseur de chacune des couches face à la dilatation thermique, ces filtres sont généralement refroidis dans un cryostat. Si cette mise en froid s'effectue de manière cyclique, elle peut entraîner un vieillissement prématuré de la structure qui se traduit par un décollement de certaines couches (matériaux hydrophiles, peu adhérents aux couches voisines...) allant jusqu'à rendre le filtre inutilisable.

2.2.4 La nanophotonique comme méthode alternative?

Le désir d'utiliser et de contrôler les photons dans des dispositifs toujours plus petits a mené Ebbesen et son équipe [14] à observer expérimentalement, en 1998, une transmission optique supérieure aux prévisions théoriques liées à la théorie de la diffraction dans un film métallique 2D, percé périodiquement de trous circulaires sub-longueur d'onde. En effet, Bethe et al. [15] avaient jusque là établi que la transmission à travers un trou circulaire de diamètre a (avec $a \ll \lambda$) était

proportionnelle à $(a/\lambda)^4$ dans le cas d'un matériau sans perte par absorption d'épaisseur nulle. Dans leur expérience, Ebbesen et al. démontrent que bien loin de diminuer à mesure que la longueur d'onde augmente, la transmission de la structure admet même deux résonances de forte amplitude pour $\lambda > d$ avec d la période du réseau comme représenté en [Figure 7](#). Ils démontrent que la position spectrale de ces transmissions inattendues est liée à la géométrie intrinsèque de la structure (période, épaisseur, indice du matériau constituant le réseau, diamètre des trous) qui n'est plus à considérer comme un élément passif sur le trajet de l'onde incidente. Avec cette preuve expérimentale, la nanophotonique prend le contrepied des structures à empilement de couches minces puisqu'en structurant le matériau à l'échelle sub-longueur d'onde, il devient un élément actif par rapport à l'onde incidente. Le matériau utilisé est alors choisi pour ses propriétés mécaniques et la structuration lui confère un indice effectif qui permet d'obtenir des résonances localisées spectralement.

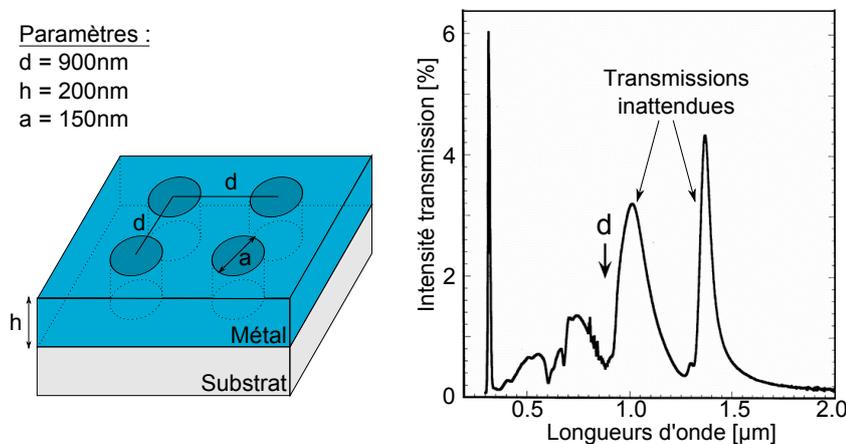


Figure 7: Schéma de la structure étudiée par Ebbesen et al. [14] et spectre en transmission associé la structure. On observe la présence de deux résonances inattendues de forte amplitude au delà de $\lambda = d$ avec d la période du réseau de trous circulaires 2D.

Suite à ce travail, Porto et al. ont alors étudié théoriquement la transmission à travers des réseaux métalliques sub-longueur d'onde 1D [16]. Ils mettent ainsi en évidence, qu'en fonction des paramètres géométriques du réseau, des résonances apparaissent, donnant lieu à des pics de transmission importants. Ces pics de transmission possèdent une forme asymétrique qui les différencient des résonances des filtres types Fabry-Perot qui s'apparentent à des lorentziennes. Cette forme particulière des résonances est liée à une interférence entre une résonance discrète et une ligne spectrale continue qui produit une variation brusque de la phase. Ce saut de phase observé pour la première fois par Majorana et al. [17] et d'une valeur de π se traduit sur le spectre par la juxtaposition d'un minimum de transmission (interférence destructive) avec un maximum de transmission (interférence constructive) d'où la forme asymétrique de la résonance. L'Equation 14 établie par Fano et al. en 1961 modélise ce type de résonances reconnues dans la littérature comme des résonances de type "Fano".

$$I \approx \frac{(F\gamma + \omega - \omega_0)^2}{(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2} \quad (14)$$

où ω_0 et γ définissent la position spectrale et la largeur de la résonance. Le *paramètre de Fano* noté F correspond au rapport entre la résonance discrète et la ligne spectrale continue. Autrement dit, F décrit le degré d'asymétrie du pic et si F tend vers l'infini alors on retrouve une lorentzienne. Porto et al., observent également que dans le cas particulier où le milieu incident est identique au milieu de sortie, la structure est alors symétrique et la transmission de la lumière peut être quasi-totale. Cette transmission qualifiée d'*extraordinaire* a ouvert des perspectives quant au potentiel des structures sub-longueur d'onde pour la réalisation de filtres infrarouges passe-bande, ajustables en fonction de la période.

Depuis, bien que de nombreux articles aient été publiés pour comprendre les mécanismes résonants ayant lieu dans ce type de structures [18, 19, 20, 21], il a fallu attendre dix ans pour que le premier dispositif, entièrement entouré d'air comme présenté par Porto et al. [16], soit réalisé expérimentalement à l'ONERA en collaboration avec le CNRS/LPN [13]. En effet, fabriquer une structure binaire composée de poutres en or (matériau relativement ductile) de quelques microns de large et longues de plusieurs millimètres pour être utilisable optiquement relève du challenge technologique.

FILTRAGE SPECTRAL À BASE DE RÉSEAUX MÉTALLIQUES SUB-LONGUEUR D'ONDE

Sommaire

3.1	Réseaux métalliques sub-longueur d'onde	15
3.1.1	Réseau métallique sub-longueur d'onde 1D	16
3.1.2	Mécanismes de transmission	17
3.1.2.1	Résonances verticales	17
3.1.2.2	Résonances horizontales	20
3.1.2.3	Anomalie de Rayleigh-Wood	21
3.2	Réalisation technologique d'un réseau suspendu	22
3.2.1	Fabrication de l'échantillon	22
3.2.1.1	Préparation de la membrane	23
3.2.1.2	Structuration du réseau	24
3.2.1.3	Ouverture du substrat et métallisation	25
3.2.2	Caractérisation expérimentale	25
3.3	Superposition de réseaux métalliques sub-longueur d'onde	27
3.3.1	Structure "Dual Metallic Grating"	28
3.3.2	Transmission de la structure	29
3.3.2.1	Champ lointain	29
3.3.2.2	Champ proche	33
3.4	Application au filtrage spectral	37
3.4.1	Le rayonnement Nightglow	38
3.4.2	Filtrage spectral agile : variation de la FWHM	40

3.1 RÉSEAUX MÉTALLIQUES SUB-LONGUEUR D'ONDE

Dans ce chapitre, nous proposons dans un premier temps de rappeler les mécanismes résonants dans les structures périodiques sub-longueur d'onde 1D, c'est-à-dire dont la période est plus petite que la longueur d'onde d'éclairement. Ces structures sont dites 1D car elles sont structurées selon un seul axe et sont considérées comme semi-infinies dans l'axe transverse aux structurations. Une des vocations de ce type de filtres étant d'être intégré dans un spectro-imageur infrarouge, nous détaillerons leurs limitations en terme de filtrage spectral. Plus particulièrement, nous nous attacherons à améliorer leur efficacité de réjection, paramètre souvent négligé au profit de l'amplitude de transmission, et ce, en

proposant un concept de structure innovant. Nous présenterons ensuite en détail cette nouvelle structure que nous avons choisi d'étudier au cours de ce travail de thèse. L'objet filtrant sera étudié spectralement en fonction de sa géométrie et nous démontrerons qu'il est possible de modifier la figure spectrale de cette structure pour répondre aux besoins. Nous montrerons alors dans quelles mesures les mécanismes résonants atypiques mis en évidence peuvent ouvrir la voie vers la conception d'une nouvelle génération de filtres spectraux hautes performances.

3.1.1 Réseau métallique sub-longueur d'onde 1D

Les structures que nous considérons consistent en des réseaux métalliques de fentes sub-longueur d'onde dont une représentation est visible en [Figure 8](#). Les régions 1 et 3 correspondent au milieu d'incidence et de sortie de l'onde, et sont constituées de diélectrique de permittivité n_{1d} (ici de l'air d'indice $n_{\text{vide}} = 1$). La région 2, quant à elle, consiste en une alternance de fentes sub-longueur d'onde de diélectrique d'indice n_{2d} (ici de l'air d'indice $n_{\text{vide}} = 1$) et de poutres de nitrure de silicium (Si_3N_4 d'indice $n_{\text{Si}_3\text{N}_4} \sim 2$ en moyen infrarouge) enrobées d'or (Au d'indice n_{Au}). Cette astuce permet en pratique de pallier la ductilité de l'or et ainsi obtenir des réseaux de grandes dimensions qui sont mécaniquement résistants. Pour ne pas que l'onde incidente voit le *coeur* en diélectrique de la poutre, il est nécessaire de déposer une couche de métal supérieure à l'épaisseur de peau calculée avec l'[Equation 15](#).

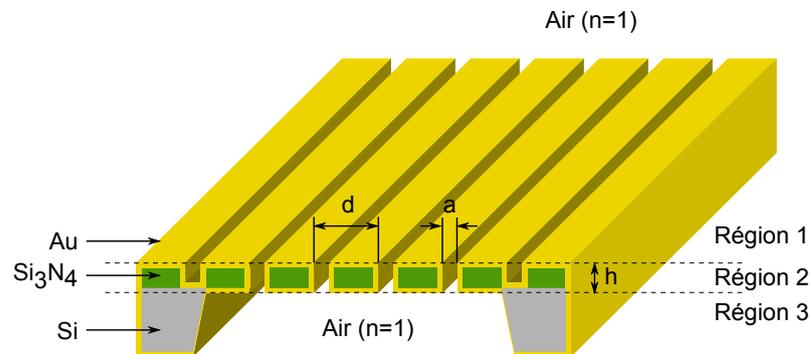


Figure 8: Schéma d'un réseau métallique sub-longueur d'onde 1D. Les barres qui composent le réseau sont en nitrure de silicium pour des raisons de résistance mécanique ; elles sont enrobées d'or pour écranter le coeur en diélectrique et être vues d'un point de vue optique comme purement métalliques. La face arrière du substrat est gravée de manière à avoir les régions 1 et 3 de même indice. Cette symétrie permet d'obtenir des résonances plus fines spectralement et de plus forte amplitude.

$$\delta_p = \sqrt{\frac{2}{\omega \cdot \mu \cdot \sigma}} \quad (15)$$

avec ω , la pulsation en $[\text{rad} \cdot \text{s}^{-1}]$ du métal, μ , la perméabilité magnétique du métal en $[\text{H} \cdot \text{m}^{-1}]$ et σ , la conductivité électrique du métal en $[\text{S} \cdot \text{m}^{-1}]$.

Pour des longueurs d'onde inférieures à $\lambda = 20\mu\text{m}$, cette épaisseur de peau minimale nécessaire est de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres. Les dépôts d'or étant de l'ordre de quelques centaines de nanomètres, cette contrainte est facilement tenue. En résumé, l'enrobage métallique des poutres en diélectrique est suffisamment important pour qu'une onde incidente sur la structure ne voit pas le coeur en nitrure de silicium. La structure se comporte alors comme un réseau purement métallique d'indice n_{Au} . La période du réseau est notée d , la largeur des fentes a et l'épaisseur du réseau est h . La structure étant sub-longueur d'onde et $1D$, seule la composante transverse magnétique du champ, qui est parallèle à l'axe des fentes, est transmise. Dans la suite de cette étude, nous exprimerons systématiquement le champ \vec{H} qui n'a qu'une composante selon l'axe \vec{y} . La structure est suspendue (gravure du substrat en face arrière) et admet ainsi une symétrie horizontale. En d'autres termes, le milieu 3 est égal au milieu 1 ce qui permet d'augmenter le facteur de qualité de la résonance [13].

3.1.2 Mécanismes de transmission

La Figure 9 présente la transmission à travers un réseau métallique de période $d = 3.5\mu\text{m}$ et d'épaisseur de fente $a = 0.5\mu\text{m}$. L'épaisseur du réseau varie quant à elle entre $h = 0.2\mu\text{m}$ et $h = 4\mu\text{m}$. On remarque l'apparition de deux pics de transmission de formes différentes lorsque l'épaisseur du réseau est suffisamment importante. Dans leur étude, Porto et al. [16] mettent en évidence l'influence de l'angle d'incidence sur la position spectrale de ces différents pics de transmission. Ils constatent que le pic aux courtes longueurs d'onde est très sensible à l'angle d'incidence et se décale vers les hautes longueurs d'onde lorsque l'angle d'incidence augmente. En revanche, la position spectrale du pic aux hautes longueurs d'onde est très peu dépendante de l'angle d'incidence, ce qui laisse plus à penser à une résonance de cavité dans les fentes (guide d'onde vertical). Nous allons donc étudier en détail ces deux types de résonances verticale et horizontale.

3.1.2.1 Résonances verticales

Lorsque la fente des réseaux est suffisamment étroite, elle se comporte comme un guide d'onde où seul le mode fondamental est guidé. Plus elle est étroite, plus les plasmons de surface aux interfaces verticales en vis-à-vis dialoguent comme représenté en Figure 10. Les plasmons de surface sont des ondes se propageant à l'interface entre un métal et un diélectrique. Elles sont évanescentes selon la direction orthogonale à l'interface, c'est-à-dire que leur amplitude décroît exponentiellement à mesure que l'on s'éloigne de l'interface. Ainsi, plus la fente est fine, plus le couplage des plasmons de surface est grand et plus l'indice effectif de la fente augmente. Cet indice effectif est calculé grâce à la relation donnée par l'Equation 16 :

$$n_{\text{eff}} = n_{\text{air}} \sqrt{(1 + 2\delta_p/a)} \quad (16)$$

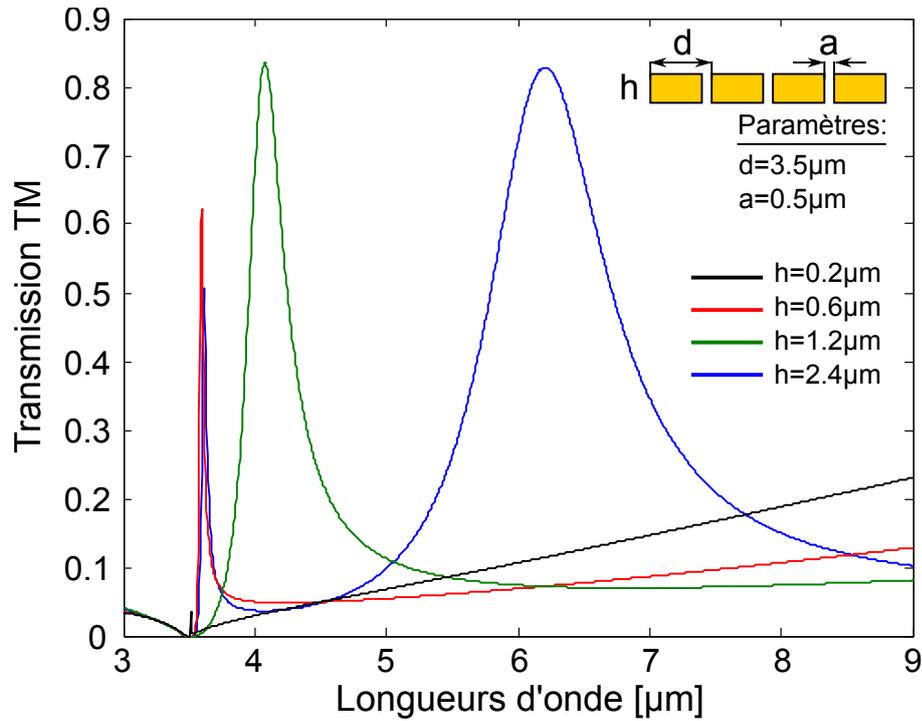


Figure 9: Transmission à travers un réseau métallique 1D de période $d = 3.5\mu\text{m}$ et largeur de fente $a = 0.5\mu\text{m}$ pour différentes épaisseurs $h = 0.2\mu\text{m}$, $h = 0.6\mu\text{m}$, $h = 1.2\mu\text{m}$ et $h = 2.4\mu\text{m}$. Lorsque h est faible $h \leq 0.2\mu\text{m}$ le réseau n'est pas résonant. Lorsque h augmente, un premier pic de transmission extraordinaire apparaît pour $\lambda = 3.6\mu\text{m}$. Lorsque l'épaisseur du réseau est suffisamment importante, deux résonances mettant en jeu des mécanismes différents sont en présence.

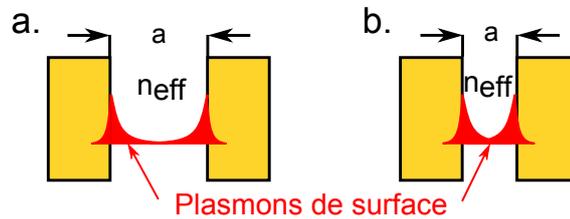


Figure 10: Schéma représentant le couplage des plasmons de surface dans la fente du réseau. a. La fente est large, les plasmons de surface en vis-à-vis sont peu couplés. b. La fente est étroite, les plasmons de surface sont couplés et l'indice effectif de la fente augmente.

avec δ_p l'épaisseur de peau et a la largeur des fentes [22].

La Figure 11 montre l'évolution de l'indice effectif dans la fente en fonction de sa largeur. La partie réelle de l'indice est représentée en bleu tandis que la partie imaginaire est représentée en rouge. On constate qu'en dessous de quelques dizaines de nanomètres, l'indice effectif dans la fente augmente fortement. Les coefficients de réflexion aux faces d'entrée et de sortie de la fente augmentent alors et une cavité Fabry-Perot se forme pourvu que l'épaisseur du réseau soit suffisante pour qu'il y ait résonance. Cette résonance de cavité est peu dépendante spectralement de l'angle d'incidence et est visible en Figure 12. Ce mécanisme de résonance verticale est relativement intuitif. Pour cette raison,

nous nous concentrerons dans la suite de ce chapitre à l'étude des mécanismes responsables de l'origine du pic de transmission aux courtes longueurs d'onde qui sont plus atypiques.

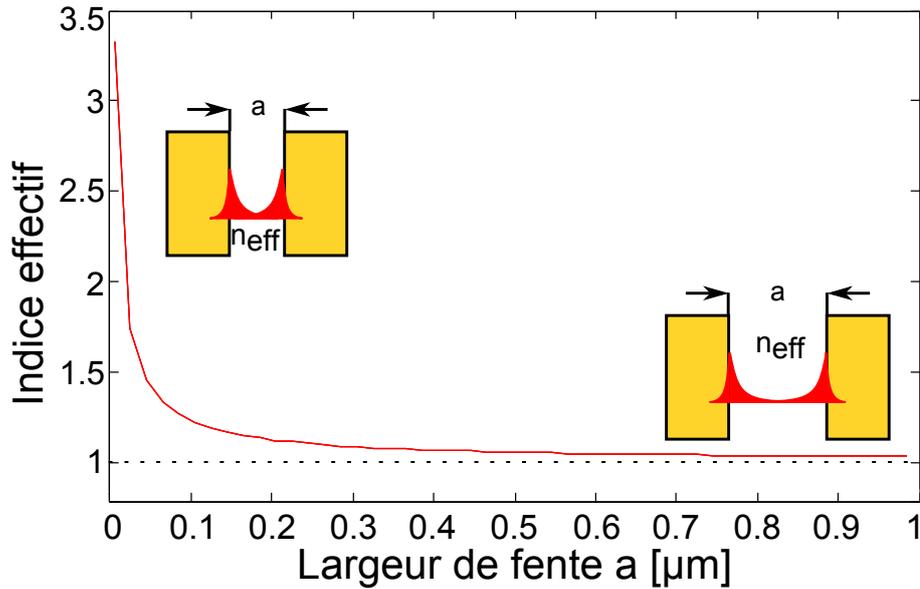


Figure 11: Indice effectif à $\lambda = 4\mu\text{m}$ dans une fente d'or remplie d'air d'indice $n = 1$ en fonction de la largeur de la fente a .

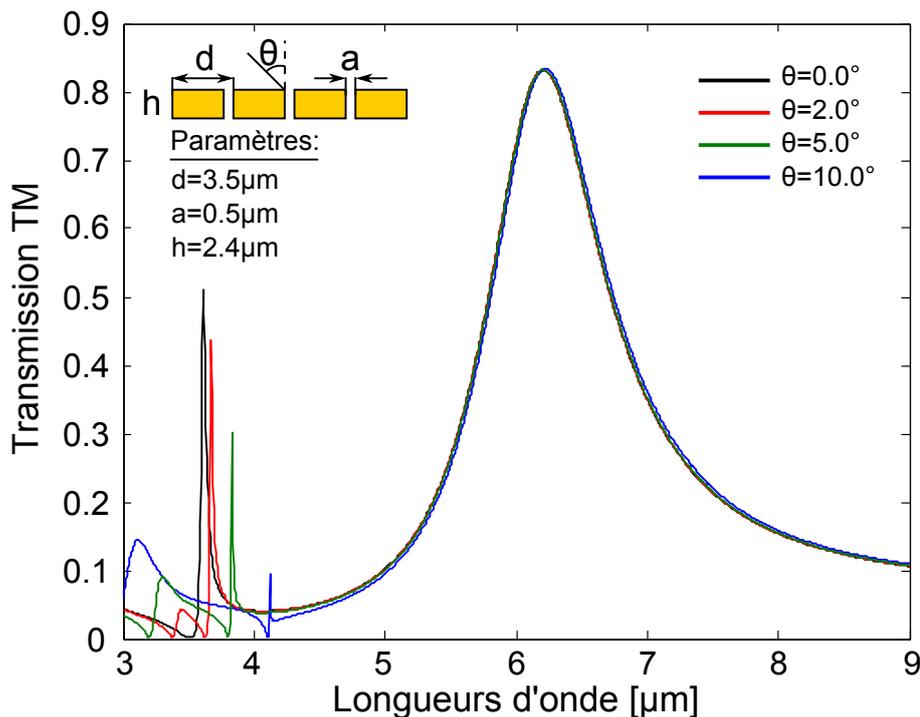


Figure 12: Transmission à travers un réseau métallique 1D de période $d = 3.5\mu\text{m}$, largeur de fente $a = 0.5\mu\text{m}$ et épaisseur $h = 2.4\mu\text{m}$ en fonction de l'incidence θ . On constate que la position spectrale du pic aux hautes longueurs d'onde varie très peu ce qui est caractéristique d'une résonance de cavité. La tolérance angulaire du pic aux courtes longueurs d'onde est très faible car la longueur d'onde de résonance suit la relation de dispersion des plasmons de surface horizontaux.

3.1.2.2 Résonances horizontales

Dans leur étude, Porto et al. [16] montrent que le pic de transmission aux courtes longueurs d'onde est très sensible à l'angle d'incidence et semble suivre la relation de dispersion des plasmons de surface. Ils suggèrent donc logiquement un couplage entre l'onde incidente et les plasmons de surface présents sur les faces d'entrée et de sortie du réseau. La Figure 13 montre qu'il est en principe impossible de coupler une onde plane avec des plasmons de surface. En effet, le cône de lumière représenté par $\omega = ck_x$ ne possède pas de point d'intersection avec la courbe de dispersion des plasmons de surface calculée par $k_x = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_d \epsilon_m}{\epsilon_d + \epsilon_m}}$ avec ϵ_d la permittivité du diélectrique (ici de l'air) et ϵ_m , la permittivité du métal (ici de l'or). Il faut donc trouver un artifice pour modifier au moins un des deux vecteurs d'onde pour trouver un accord de phase et faire que la lumière incidente puisse exciter des plasmons de surface. Une solution pour permettre ce couplage est de rendre l'interface métallique périodique. Ainsi, on obtient l'Equation 17 pour le vecteur d'onde parallèle de l'onde diffracté d'ordre m :

$$k_x^{(m)} = k_x^{(0)} + \frac{2\pi m}{d} \quad (17)$$

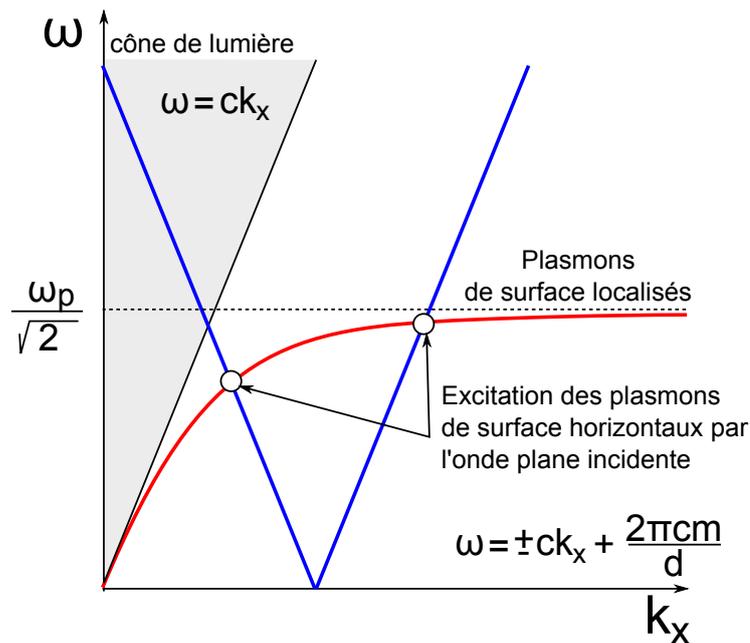


Figure 13: Relation de dispersion des plasmons de surface (courbe rouge) et cône de lumière correspondant à une onde plane (courbe grisée). Pour exciter les plasmons localisés avec une onde plane, une technique existante consiste à ajouter un réseau (courbe bleue).

L'ajout d'un réseau permet donc en pratique de changer la relation de dispersion des plasmons de surface comme le représente la courbe bleue en Figure 13. On a alors existence d'un point d'intersection avec le cône de lumière. L'onde plane incidente peut donc exciter les plasmons de surface horizontaux sur les faces d'entrée et de sortie du réseau. En résumé, la transmission à travers

le réseau s'effectue suivant deux canaux distincts. Le premier est dit *direct* à travers les fentes du réseau tandis que le deuxième est dit *résonant* et se fait par l'intermédiaire des plasmons de surface horizontaux. Ces deux canaux peuvent interférer de manière constructive, ce qui donne le maximum de transmission qui suit la relation de dispersion des plasmons de surface et est appelé *transmission extraordinaire* [23, 24, 19] dans la littérature. Ils peuvent également interférer de manière destructive donnant lieu à un minimum de transmission plus connu sous le nom d'anomalie de Rayleigh Wood [25] dont l'origine sera détaillée dans la Section 3.1.2.3. Ces deux mécanismes de transmission peuvent être décrits par une résonance de Fano [26, 27, 28, 29, 30] et sont à l'origine de la forme asymétrique du pic de transmission aux courtes longueurs d'onde.

3.1.2.3 Anomalie de Rayleigh-Wood

Au début du XX^{ème} siècle, Wood mettait en évidence expérimentalement [31] une brusque variation de l'intensité réfléchie par un réseau métallique pour des longueurs d'onde proche de la période du réseau. Plus précisément, il observa la juxtaposition d'un maximum et d'un minimum d'intensité réfléchie pour une faible variation de la longueur d'onde. Rayleigh suggéra en 1907 [32] que cette anomalie était due à l'apparition (ou la disparition) d'ordres diffractés par le réseau.

Pour un réseau de période d en incidence normale, on peut calculer la longueur d'onde correspondant au passage d'un ordre diffracté (m) d'évanescence à propagatif.

$$n^2 k_0^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 \quad \text{avec} \quad k_x^{(m)} = k_x^{(0)} + \frac{2\pi m}{d} \quad (18)$$

or $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ et $k_y = 0$ et $k_x^0 = \frac{2\pi}{\lambda} \sin(\theta) = 0$ en incidence normale. On obtient :

$$k_z^2 = n^2 k_0^2 - \left(\frac{2\pi m}{d}\right)^2 \quad (19)$$

Le passage d'un ordre évanescence ($k_z^2 < 0$) à propagatif ($k_z^2 > 0$) a lieu pour $k_z^2 = 0$, ce qui revient à écrire :

$$n \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi m}{d} \quad (20)$$

$$\lambda = \frac{dn}{m} \quad (21)$$

Ainsi, si on considère le premier ordre diffracté ($m = 1$) dans l'air ($n = 1$), il est évanescence pour des longueurs d'onde supérieures à $\lambda > d$.

Mais cette description, bien que complétée par Wood en 1912 [31] puis 1935 [25], ne suffisait pas à décrire complètement les anomalies observées. Il fallut attendre le travail de Fano et al. en 1941 pour voir arriver la notion d'onde de surface [33] et expliquer l'origine de ces anomalies. Enfin, en 1965, Hessel et Oliner distinguent deux mécanismes responsables de l'apparition des anomalies de Wood: l'apparition des ordres diffractés proposés par Rayleigh mais également des résonances liées à l'excitation d'ondes de surface évanescentes [26]. Plus précisément il s'agit du couplage entre l'onde incidente et les plasmons de surface situés sur les faces horizontales du réseau.

Conclusion

En résumé, la figure de transmission à travers un réseau métallique sub-longueur d'onde met en jeu deux phénomènes physiques majeurs. Le premier est l'anomalie de Rayleigh-Wood qui donne lieu à une extinction de la transmission pour $\lambda \sim d$ avec d la période du réseau. Elle marque le passage d'un ordre diffracté d'évanescence à propagatif dans la structure par couplage avec l'onde incidente. Le deuxième phénomène est une résonance extraordinaire peu tolérante angulairement et qui est la conséquence de résonances de plasmons horizontaux et verticaux dans les fentes sub-longueurs d'onde du réseau. L'onde incidente est transmise à la fois directement et par l'intermédiaire des plasmons de surfaces horizontaux. Ces deux canaux interfèrent de manière constructive donnant lieu à une résonance de forte amplitude et dont la forme spectrale dépend des paramètres géométriques du réseau. Dans le cas d'un réseau épais et de fentes étroites, les plasmons verticaux se couplent sur les faces latérales des fentes du réseau et l'indice effectif de la fente augmente. Les coefficients de réflexion aux faces d'entrée et de sortie de la fente augmentent alors ce qui donne la création d'une cavité Fabry-Perot. La résonance s'élargit alors et gagne en tolérance angulaire car elle n'est plus liée majoritairement aux résonances des plasmons horizontaux.

3.2 RÉALISATION TECHNOLOGIQUE D'UN RÉSEAU SUSPENDU

Nous avons vu dans la section précédente que les réseaux sub-longueur d'onde suspendus sur membrane offraient des perspectives de filtrage intéressantes puisqu'ils possèdent une résonance extraordinaire de forte amplitude ; de plus leur longueur d'onde de résonance peut être déterminée par la géométrie du réseau. Nous allons voir dans cette section comment fabriquer de telles structures et les caractériser expérimentalement.

3.2.1 *Fabrication de l'échantillon*

Nous cherchons ici à réaliser un réseau sub-longueur d'onde en or entouré d'air. En pratique, l'or étant un matériau relativement ductile, il faut utiliser un *endosquelette* en diélectrique pour obtenir la rigidité mécanique et l'enrober ensuite d'or pour que le réseau se comporte d'un point de vue optique comme pure-

ment métallique. Cette technique de fabrication basée sur la structuration d'une membrane s'appuie sur des procédés décrits dans la littérature au début des années 90 mais pour des dimensions radicalement différentes, ce qui modifie les contraintes sur les matériaux lors de la fabrication. La Figure 8 représente un schéma de principe d'un réseau métallique sub-longueur d'onde. En 2008, suite au travail de thèse de Grégory Vincent [34] réalisé à l'ONERA et au CNRS/LPN, des réseaux métalliques suspendus possédant une période de l'ordre de la dizaine de microns, des fentes et des épaisseurs de l'ordre de quelques microns ont vu le jour en salle blanche. Ces filtres de grande taille possèdent une longueur de barres allant jusqu'à 1.7mm et ont servi de démonstrateur pour la réalisation d'un spectromètre imageur en étant associés à une architecture multivoie de micro-lentilles [35] puis intégrés devant un détecteur refroidi [8]. Nous rappelons en Figure 14, les différentes étapes de fabrication de ces réseaux qui ont servi de brique de base à mon travail de thèse.

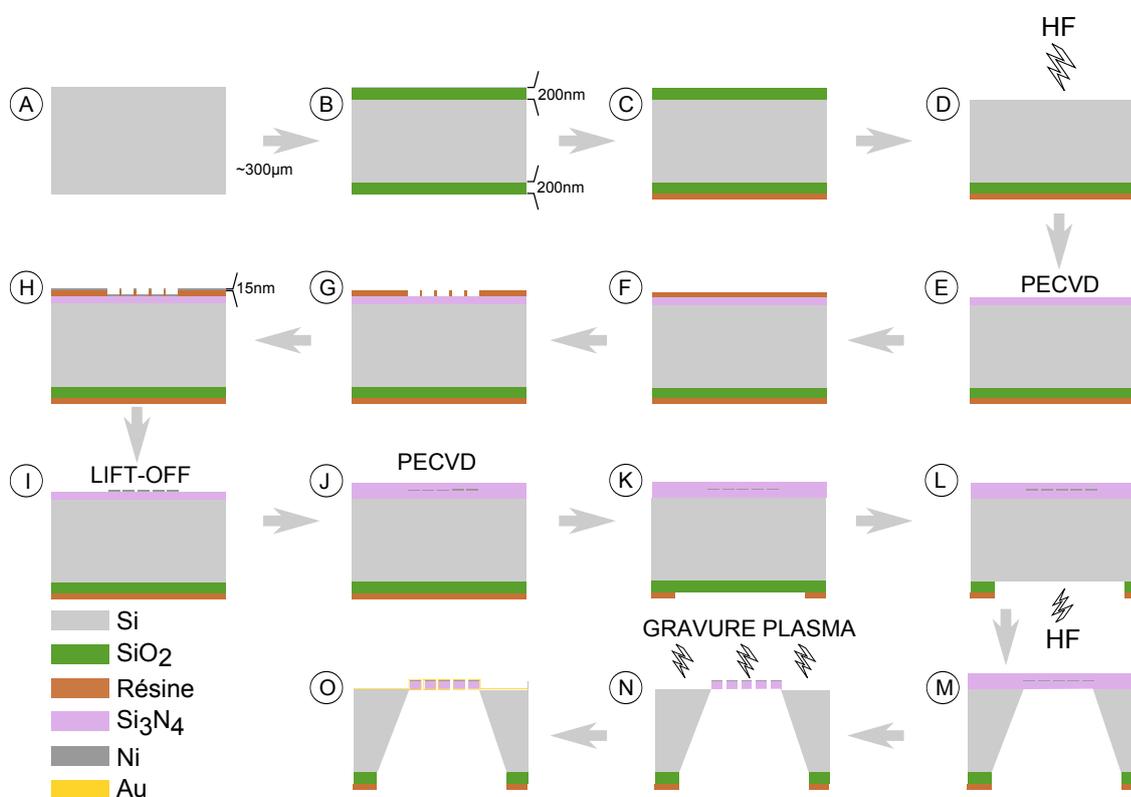


Figure 14: Procédé de fabrication d'un réseau métallique sub-longueur d'onde suspendu mis en place pendant le travail de thèse de Grégory Vincent à l'ONERA.

3.2.1.1 Préparation de la membrane (Étapes A à E)

La première étape consiste à sélectionner un substrat en silicium orienté 100 (nous verrons par la suite l'importance de l'orientation) d'épaisseur $300\mu\text{m}$ et dont la surface est la plus plane possible pour pouvoir gérer au mieux les contraintes mécaniques dans la membrane qui sera déposée. Pour cela, on utilise un interféromètre de Fizeau pour contrôler la planéité des différents substrats. Une fois le substrat sélectionné (étape A), on le protège en oxydant thermiquement

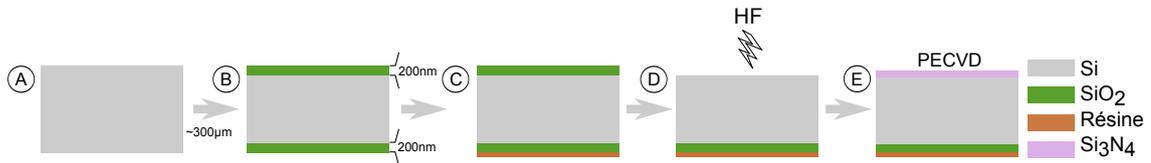


Figure 15: Procédé de fabrication d'un réseau métallique sub-longueur d'onde suspendu mis en place pendant le travail de thèse de Grégory Vincent à l'ONERA. Etapes A à E correspondant à la préparation du substrat et au dépôt de la membrane en Si_3N_4 .

les faces avant et arrière dans un four à 950°C pendant une heure. On obtient ainsi des couches d'oxyde de silicium SiO_2 d'environ 200nm d'épaisseur (étape B). On ne cherche à garder que la protection en face arrière. Pour cela, on dépose une résine de protection (étape C) et on élimine la couche de SiO_2 en face avant par trempage dans de l'acide fluorhydrique (HF) à 40% (étape D). On dépose ensuite une couche de diélectrique qui servira de "squelette" au réseau une fois structurée, pour assurer une bonne rigidité de la structure finale. Pour obtenir la rigidité attendue, le module d'Young du diélectrique à déposer doit être assez élevé. Dans les références [36, 37, 38, 39, 40], le nitrure de silicium (Si_3N_4) qui possède un module d'Young de l'ordre de 250GPa [41] a été utilisé pour la fabrication de réseaux suspendus dans des applications d'interférométrie à atomes. A titre indicatif, le module d'Young de l'or est bien inférieur à celui du Si_3N_4 et est de l'ordre de 70GPa . Les structures réalisées dans les références suscitées sont de géométries très éloignées de notre travail mais elles orientent notre choix vers l'utilisation du nitrure de silicium. Nous réalisons alors un dépôt chimique en phase gazeuse assisté par plasma (PECVD pour Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition) de Si_3N_4 et ce, sur plusieurs microns (étape E).

3.2.1.2 Structuration du réseau (Etapes F à I)

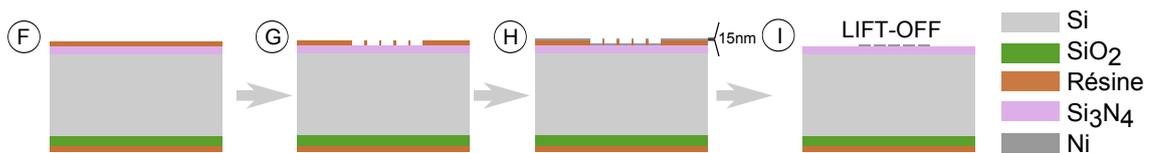


Figure 16: Procédé de fabrication d'un réseau métallique sub-longueur d'onde suspendu mis en place pendant le travail de thèse de Grégory Vincent à l'ONERA. Etapes F à I correspondant à la définition du motif du réseau par lithographie électronique et à sa structuration par lift-off.

Une fois la membrane en nitrure de silicium étirée comme une peau de tambour, on peut procéder à la réalisation du réseau. Pour cela, on dépose une résine positive (étape F) que l'on va insoler au masqueur électronique suivant la géométrie (période, largeur de fente) désirée. Après développement la partie insolée est éliminée (étape G). On dépose alors un masque fin de nickel (Ni) qui va servir à protéger la membrane lors de la structuration (étape H). On réalise un lift-off c'est-à-dire qu'on retire la résine à l'aide d'un solvant ce qui a pour conséquence d'éliminer le Ni déposé sur la résine (étape I). Le réseau est

alors défini et on peut procéder à l'ouverture en face arrière du substrat pour suspendre la membrane.

3.2.1.3 Ouverture du substrat en face arrière et métallisation (Étapes J à O)

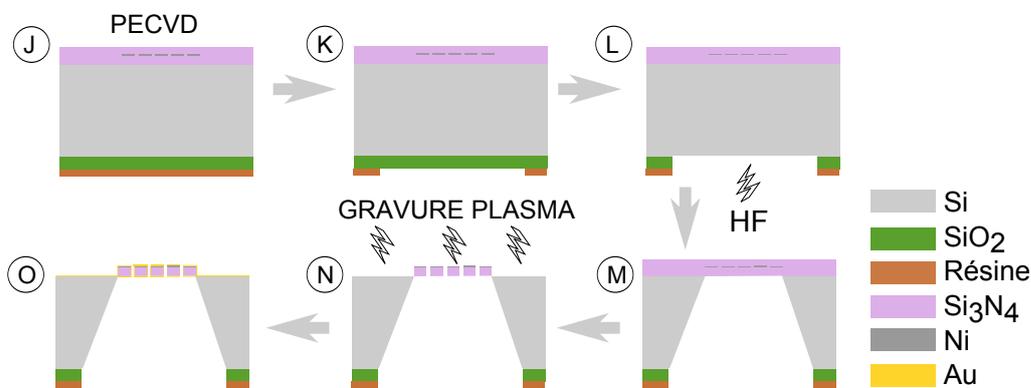


Figure 17: Procédé de fabrication d'un réseau métallique sub-longueur d'onde suspendu mis en place pendant le travail de thèse de Grégory Vincent à l'ONERA. Étapes J à O correspondant à la suspension de la membrane par ouverture du substrat en face arrière et la métallisation du réseau.

Pour graver le substrat en face arrière, on utilise une solution chaude à 80°C de tetraméthylammonium hydroxide (TMAH) à 5%. Le Ni étant un inhibiteur de la réaction entre le TMAH et le substrat en Si, on dépose une couche de nitrure par PECVD pour masquer le réseau en Ni (étape J). On ouvre alors une fenêtre correspondant à la largeur du réseau dans la résine en face arrière de l'échantillon (étape K), puis on grave le SiO₂ avec une goutte de HF (étape L). On peut alors plonger l'échantillon délicatement dans une solution de TMAH pendant huit heures environ pour graver tout le substrat (étape M). La gravure du TMAH s'effectue selon les plans cristallins du substrat ce qui justifie le choix d'un substrat orienté 100. La membrane est alors suspendue et on peut la structurer en suivant le masque de Ni par gravure plasma (gravure uniquement mécanique visible en étape N). Pour terminer le réseau suspendu, on l'enrobe d'une couche d'or Au par évaporation d'une cible de manière à métalliser l'ensemble de l'échantillon pour qu'il se comporte d'un point de vue optique comme purement métallique (étape O).

3.2.2 Caractérisation expérimentale

L'avantage de cette technique de fabrication est qu'elle permet de réaliser plusieurs filtres en une seule étape de lithographie électronique puisqu'il suffit de changer la période et la largeur des fentes du réseau pour changer la longueur d'onde de résonance du filtre et ainsi couvrir la bande spectrale d'intérêt. Une matrice présentée en Figure 18 comportant onze filtres dont les géométries sont rappelées en Tableau 1 a ainsi été fabriquée pour couvrir la bande 3 – 5 μm de l'infrarouge. Associée à un système d'imagerie multi-voies [35] et un détecteur refroidi, elle démontre le potentiel des réseaux métalliques sub-longueur d'onde dans des applications d'imagerie multispectrale compacte.

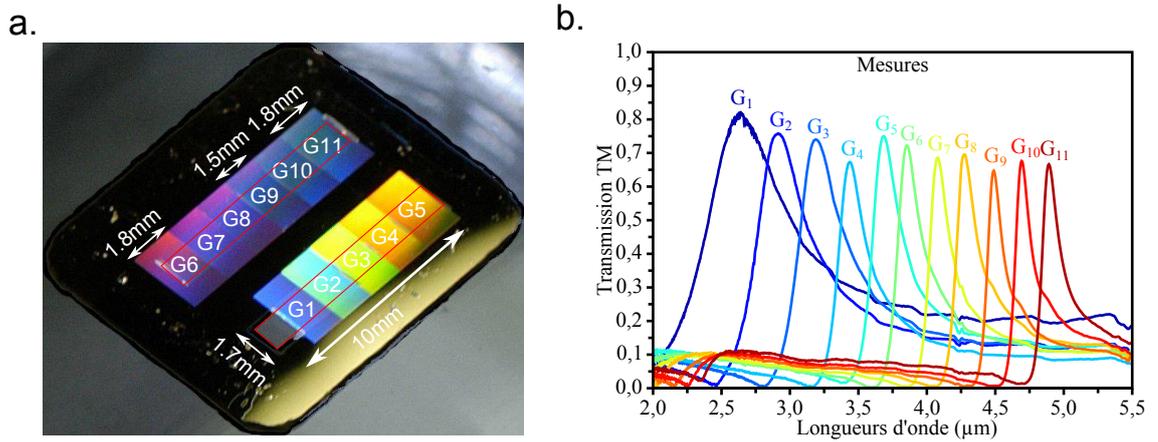


Figure 18: a. Photo de la matrice de filtre à base de réseaux métalliques sub-longueur d'onde. Les couleurs irisées proviennent de la diffraction des filtres dans le visible en fonction des différents motifs périodiques. b. Caractérisation spectrale de la matrice de filtres au spectromètre infrarouge à transformée de Fourier.

Filtre	Période [μm]	Largeur fente [μm]	T_{max} [μm]	λ_{max} [μm]	FWHM [μm]
G1	2.00	0.38	0.81	2.64	0.78
G2	2.45	0.32	0.76	2.92	0.51
G3	2.80	0.36	0.74	3.18	0.44
G4	3.15	0.39	0.67	3.43	0.28
G5	3.40	0.47	0.75	3.68	0.28
G6	3.60	0.48	0.72	3.85	0.25
G7	3.85	0.50	0.68	4.08	0.20
G8	4.05	0.61	0.70	4.27	0.22
G9	4.30	0.55	0.65	4.49	0.16
G10	4.50	0.69	0.68	4.69	0.17
G11	4.70	0.77	0.67	4.89	0.18

Table 1: Tableau récapitulatif des dimensions des réseaux constituant la matrice de filtres. T_{max} représente la transmission maximum des filtres à la résonance ; λ_{max} correspond à la longueur d'onde de la résonance ; FWHM correspond à la largeur à mi-hauteur des filtres.

On constate que les filtres ont une transmission moyenne à la résonance de $T = 77\%$ et que la forme spectrale des résonances est caractéristique des résonances de type Fano [42]. En effet, ils juxtaposent un minimum de transmission localisé autour de $\lambda = d$ avec d la période du réseau et un maximum de transmission. On remarque qu'aux hautes longueurs d'onde, ces filtres ont une transmission résiduelle de l'ordre de 20%. Pour de nombreuses applications de filtrage spectral, cet effet de "traîne" peut être considéré comme gênant notamment dans le cas de l'imagerie multispectrale où l'on cherche à localiser spectralement l'information d'absorption pour détecter et reconnaître une es-

pèce chimique gazeuse présente sur la scène observée. Une voie d'amélioration pour ce type de structure est donc d'augmenter l'efficacité de réjection aux hautes longueurs d'onde. De plus, le nombre de bandes spectrales (redondance d'information nécessaire) et la largeur à mi-hauteur (FWHM pour Full Width at Half Maximum) des filtres sont des paramètres fixés lors de la conception de la matrice. Qu'en est-il lorsque le gaz à détecter nécessite un nombre de filtres plus important ou une résolution accrue (i.e. une diminution de la FWHM des filtres) ?

Nous proposons dans cette thèse de combiner les résonances des réseaux métalliques sub-longueur d'onde dans le but d'améliorer l'efficacité de réjection aux hautes longueurs d'onde, paramètre souvent négligé au profit de l'efficacité de transmission des filtres. Nous allons donc chercher à concevoir une structure dont l'efficacité de réjection est supérieure à celle observée dans le cas d'un réseau métallique sub-longueur d'onde. Pour cela, nous nous intéressons à la superposition de deux (ou plus) réseaux métalliques sub-longueur d'onde 1D.

3.3 SUPERPOSITION DE RÉSEAUX MÉTALLIQUES SUB-LONGUEUR D'ONDE

La conception de filtres spectraux en transmission basés sur la superposition de réseaux a commencé dans la gamme sub-millimétrique avec des structures 2D appelées grilles et notamment avec les publications de Renk et Genzel [43], Mitsuishi [44], Vogel et Genzel [45], Rawcliffe et Randall [46] et Ulrich et al. [47] dans les années 60. Ces travaux présentent la superposition de deux types de grilles 2D pour la réalisation de filtres interférentiels mettant en jeu des résonances de type Fabry-Perot. Les grilles constituées de trous carrés débouchant dans un film métallique (déposé ou non sur substrat) sont dites *inductives*, et *capacitives* lorsqu'elles sont composées de plots métalliques déposés sur substrat. Pour comprendre les effets d'interférences entre grilles et concevoir des filtres performants, Ulrich et al. développent en 1967, un modèle électrique où la transmission de chaque grille est traduite en fonction d'inductances, de capacités et enfin de résistances. Il réalise ainsi des filtres passe-bas en empilant plusieurs grilles inductives [48], puis un peu plus tard, des filtres passe-haut pour des longueurs d'onde de l'ordre de la centaine de microns [47]. Dans ce type de filtres, la géométrie des réseaux permet d'ajuster les propriétés du filtre [49, 50] tandis que la position relative des grilles ainsi que leur nombre permet d'ajuster la longueur d'onde de la résonance [51, 52].

Grâce à l'amélioration des techniques de fabrication en salle blanche, il est maintenant possible d'étudier la superposition de structures filtrantes dans le moyen infrarouge ($3\mu\text{m} - 5\mu\text{m}$) et le lointain infrarouge ($8\mu\text{m} - 12\mu\text{m}$). Il est à noter qu'à ces longueurs d'ondes, les métaux se comportent différemment par rapport au domaine du sub-millimétrique. C'est ainsi que Chan et al. proposent en 2006, une structure composée de deux réseaux sub-longueur d'onde identiques en aluminium de période $d = 2\mu\text{m}$, largeur de fente $a = 0.4\mu\text{m}$ et épaisseur $h = 0.41\mu\text{m}$ [53]. Ces deux réseaux sont noyés dans de l'oxyde de silicium (SiO_2) et sont prévus pour exhiber une transmission extraordi-

naire pour $\lambda = 3.1\mu\text{m}$. Dans leur article, ils montrent que le couplage entre les modes évanescents et le mode fondamental propagatif permet d'obtenir des résonances d'amplitude au moins égale à celle observée dans le cas d'un réseau sub-longueur d'onde simple. Ils montrent également que la transmission dépend fortement de l'alignement entre les réseaux et que lorsque le décalage entre ces derniers est de l'ordre d'un quart de la période des réseaux, la transmission est minimale. Ces observations sont confirmées par le travail théorique de Cheng et al [54] qui présentent en 2008, une étude du comportement spectral des structures DMG, pour "Dual Metallic Grating", en fonction de l'espace entre les réseaux h_g et de l'alignement latéral L . Ils observent la présence de deux types de résonance en fonction de la distance h_g entre les réseaux. La première est une résonance de cavité dans les fentes de chacun des réseaux et qu'ils justifient en comparant avec un réseau sub-longueur d'onde simple. La position spectrale de cette résonance est donc liée à la géométrie intrinsèque des réseaux (période, largeur des fentes et épaisseur du réseau). La deuxième en revanche, est une résonance de type Fabry-Perot dans la cavité entre les réseaux. Sa position dépend donc fortement de l'espace entre ces derniers.

Dans cette section nous présenterons la structure DMG ainsi que les différents types de comportements spectraux originaux que l'on peut observer en fonction de la position relative des réseaux. Nous verrons notamment que lorsque les réseaux sont en interaction champ proche, des phénomènes d'interactions multi-ondes donnent lieu à des extinctions de transmission atypiques ce qui ouvre la voie vers le design de filtres à haute efficacité de réjection.

3.3.1 Structure "Dual Metallic Grating"

On considère une structure en DMG composée de deux réseaux sub-longueur d'onde identiques superposés. Chaque réseau a une période $d = 3.1\mu\text{m}$, une largeur de fente $a = 0.9\mu\text{m}$ et une épaisseur $h = 0.3\mu\text{m}$ et a été conçue de manière à exhiber une transmission extraordinaire dans l'infrarouge aux alentours de $\lambda = d * n$ avec n l'indice dans les fentes du réseau. La superposition des deux objets filtrants introduit trois paramètres supplémentaires qui sont l'indice n_{gap} de la cavité entre les réseaux, la distance entre les réseaux h_g et le décalage relatif entre les poutres de chacun des réseaux L . Ces différentes grandeurs sont représentées en [Figure 19](#).

On se place donc dans le cas où les réseaux métalliques qui composent la structure DMG sont suffisamment fins pour que seule la résonance extraordinaire mettant en jeux des plasmons horizontaux soit présente. Autrement dit, le réseau est suffisamment épais pour qu'on ait une transmission extraordinaire, mais pas suffisamment pour que les fentes du réseau jouent le rôle de résonateurs Fabry-Perot.

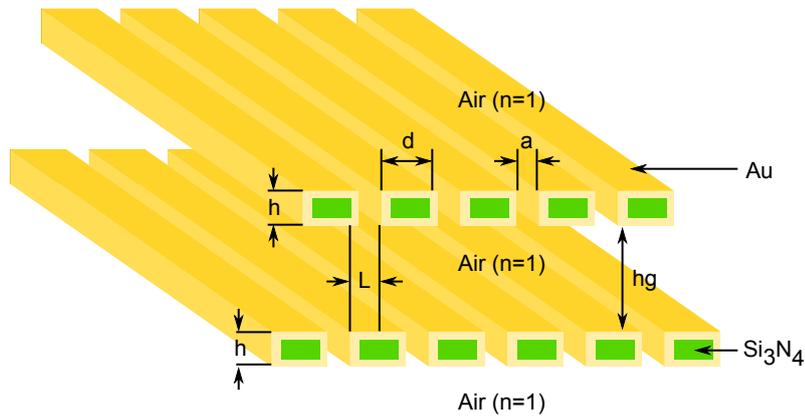


Figure 19: Schéma de la structure "Dual Metallic Grating" (DMG). Les réseaux métalliques ont pour période d , largeur de fente a et épaisseur h . Ils sont séparés par une distance G et peuvent être décalés latéralement d'une distance L . L'indice n_{gap} entre les réseaux est de l'air mais peut être remplacé par une couche de diélectrique d'indice différent.

3.3.2 Transmission de la structure "Dual Metallic Grating"

Dans un premier temps, on s'attend à multiplier entre elles les transmissions des deux réseaux sub-longueur d'onde pris séparément. Pour vérifier cette hypothèse, on trace en Figure 20, grâce à une méthode modale de résolution des équations de Maxwell couche par couche développée en interne à l'ONERA [55], la transmission de la structure pour différentes hauteurs de cavité h_g inter réseaux. Puisque les deux réseaux sont identiques, on compare ensuite les spectres obtenus à la transmission d'un réseau métallique sub-longueur d'onde élevée au carré (courbe bleue). On constate alors que l'amplitude de transmission de la structure DMG est bien plus élevée que celle du SMG au carré ($T_{DMG} = 74\% > T_{SMG \times SMG} = 39\%$) à la résonance. En effet, l'ordre propagatif est également résonant dans la cavité formée par les réseaux ce qui permet d'améliorer sa transmission. De plus, aux hautes longueurs d'onde, dans le cas du SMG \times SMG, la transmission est comprise entre $5\% < \sqrt{T_{SMG}} < 8\%$ alors que la structure DMG présente un comportement spectral différent suivant la longueur de la cavité entre les réseaux. Ce comportement spectral original aux hautes longueurs d'onde sera détaillé dans les paragraphes suivants.

3.3.2.1 Un comportement Fabry-Perot en champ lointain

Dans leur article, Shen et al. [56] démontrent qu'il est possible d'approximer le comportement d'un réseau métallique binaire par une couche continue de diélectrique dont l'indice de réfraction et l'épaisseur sont des fonctions qui dépendent des paramètres géométriques du réseau. Ce principe sera d'ailleurs démontré expérimentalement par les travaux de Pimenov et al. en 2006 [57]. Ainsi, si les deux réseaux sont placés en champ lointain, c'est-à-dire suffisamment éloignés l'un de l'autre pour que l'influence des ordres évanescents puisse être négligée, la structure peut être approximée par un Fabry-Perot entre deux couches continues de diélectrique d'indice $n_{eff} = d/a$ et d'épaisseur $h_{eff} = h/n_{eff}$. Cette

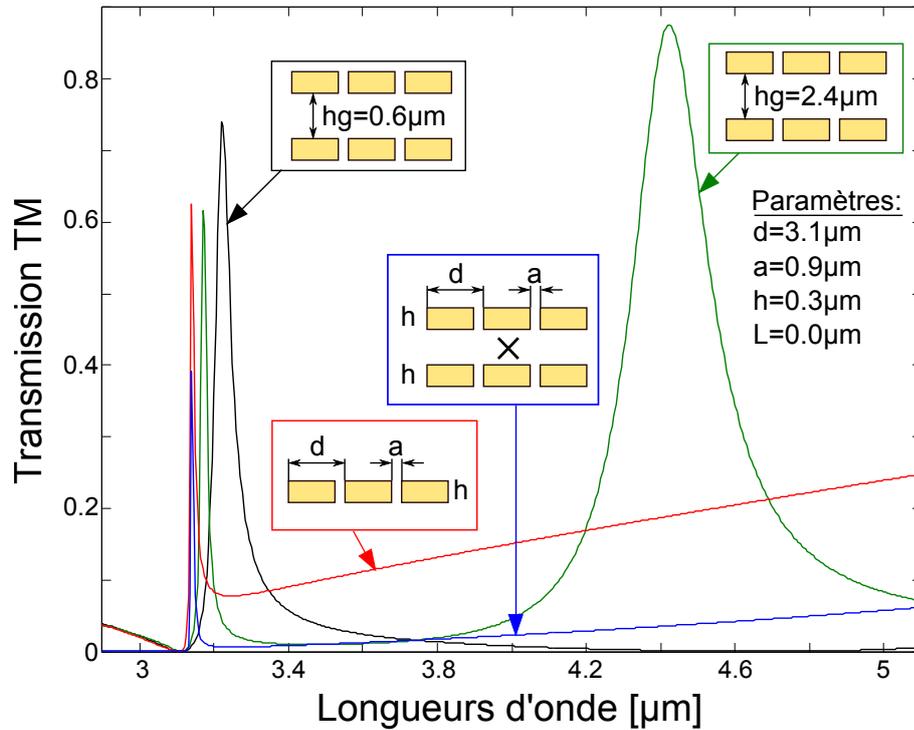


Figure 20: Comparaison entre les spectres en transmission à travers un réseau 1D de période $d = 3.1\mu\text{m}$, largeur de fente $a = 0.9\mu\text{m}$, épaisseur $h = 0.3\mu\text{m}$ (courbe rouge), un réseau type DMG avec les mêmes géométries et $G = 0.6\mu\text{m}$ (courbe noire), un réseau type DMG avec $G = 2.4\mu\text{m}$ (courbe verte) et à travers le produit de deux réseaux 1D identiques (courbe bleue).

approximation est d'autant plus vraie que le rapport d/a est grand, c'est-à-dire que l'indice de réfraction de la couche équivalente de diélectrique est fort. La Figure 21 représente la transmission de la structure DMG pour des hauteurs de cavité inter-réseaux supérieures à $d/2$. On constate que le pic de transmission aux hautes longueurs d'onde correspond à une constante multiplicative près, au modèle obtenu via la superposition de deux couches continues de diélectrique d'indice de réfraction n_{eff} et d'épaisseur h_{eff} . Cette constante multiplicative est d'autant plus faible que le rapport λ/d augmente. De plus lorsqu'on fait varier l'alignement L entre les poutres, on ne voit pas de modification de comportement spectral sur le pic aux hautes longueurs d'onde ce qui serait également le cas si on faisait "coulisser" les deux couches de diélectrique l'une sur l'autre.

La Figure 22 présente une étude de la transmission de la structure DMG en fonction de l'angle d'incidence. Dans le cas où la distance entre les deux réseaux est $h_g = 3.5\mu\text{m}$, on constate que les pics B et C évoluent spectralement de manière différente en fonction de l'angle d'incidence de l'onde sur la structure. La position spectrale de la résonance aux hautes longueurs d'onde C varie lentement ce qui est un comportement caractéristique de résonances de cavité type Fabry-Perot comme on l'a vu précédemment au Section 3.1.2. La formule donnée par l'Equation 22 permet de calculer la longueur d'onde de la résonance de cavité en fonction de l'angle d'incidence.

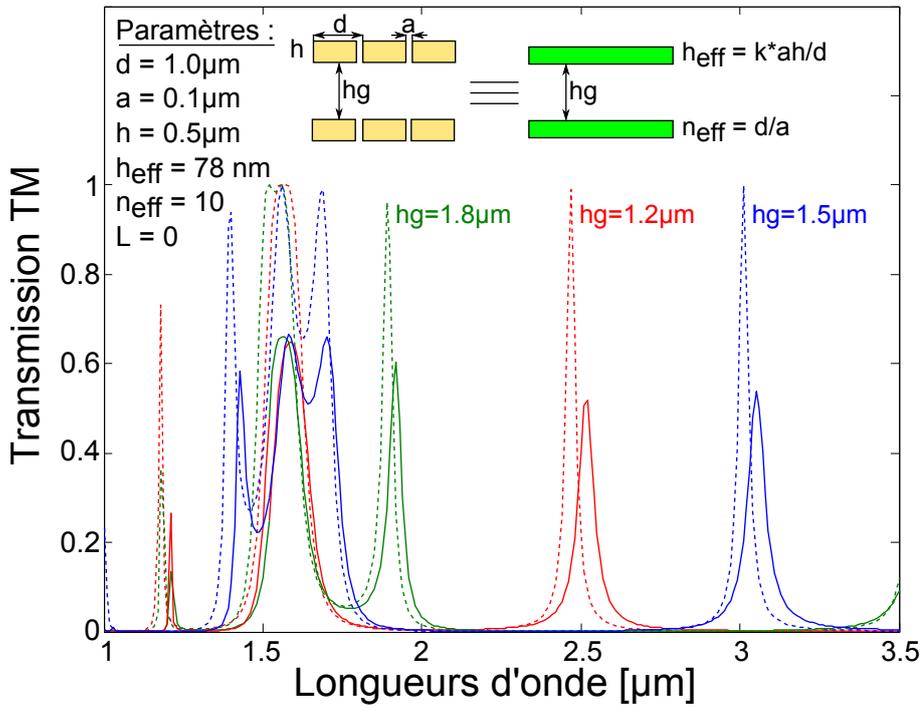


Figure 21: Equivalence entre une structure type DMG dans son régime Fabry-Perot (courbes en trait plein) et une structure en diélectrique d'indice effectif $n_{\text{eff}} = d/a$ et épaisseur $h_{\text{eff}} = k \cdot ah/d$ avec k constante d'ajustement (courbe en pointillés). On constate que la structure DMG est équivalente à un Fabry-Perot lorsque la hauteur de la cavité entre les réseaux est supérieure à la moitié de la période des réseaux.

$$\lambda_{\text{res}}(\theta) = 2 * h_g * n * \cos(\theta) \quad (22)$$

Une particularité à noter est que, lorsque l'angle d'incidence augmente, la résonance se décale vers les basses longueurs d'onde. En revanche, le pic aux courtes longueurs d'onde B se décale vers les hautes longueurs d'onde à mesure que l'angle d'incidence augmente. Il suit la relation de dispersion des plasmons de surface, ce qui est caractéristique d'une résonance plasmonique. Pour le vérifier, on trace également la position du maximum de transmission d'un réseau sub-longueur d'onde 1D en fonction de l'incidence. On remarque que le pic A suit la même évolution que le pic B, ce qui permet de valider l'hypothèse d'une juxtaposition d'une résonance de type plasmonique aux courtes longueurs d'onde et d'une résonance de cavité aux hautes longueurs d'onde, dans le cas d'une structure DMG avec $h_g \geq \frac{d}{2}$.

En résumé, lorsque les réseaux sont suffisamment éloignés pour que l'on puisse considérer que la transmission est seulement liée au mode propagatif dans la structure et donc négliger l'influence des ordres évanescents, on obtient deux pics de transmission. Le premier localisé pour $\lambda \sim d$ résulte d'un guidage de l'onde incidente sur la structure à la fois directement à travers les fentes et par l'intermédiaire des plasmons de surfaces horizontaux situés aux interfaces de chacun des réseaux. Ce pic est très dépendant de l'incidence et suit la relation de dispersion des plasmons de surface. Le deuxième pic de transmission

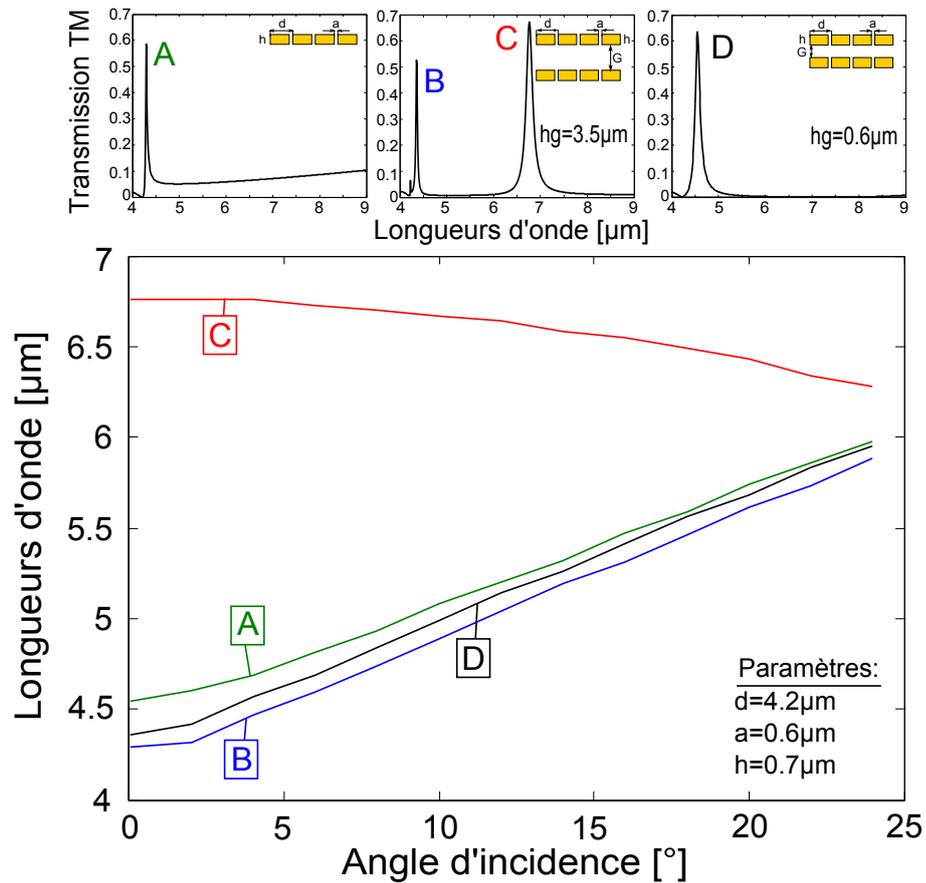


Figure 22: Evolution de la longueur d'onde des pics de transmission en fonction de l'angle d'incidence sur la structure dont les paramètres géométriques sont rappelés en insert. La courbe A correspond à la dépendance angulaire de la résonance d'un réseau métallique sub-longueur d'onde et suit la relation de dispersion des plasmons de surface. Les courbes B et C (resp. D) correspondent aux différentes résonances en présence pour une structure type DMG lorsque $h_g = 3.5 \mu\text{m}$ (resp. $h_g = 0.6 \mu\text{m}$). Les courbes A, B et D suivent la même évolution et sont donc des résonances mettant en jeu des plasmons de surface horizontaux. La courbe C est moins sensible à la variation de l'angle d'incidence et correspond à une résonance de type Fabry-Perot dans la cavité formée par les réseaux.

quant à lui est une résonance de type Fabry-Perot dans la cavité formée par la superposition des deux réseaux. Récemment, Kang et al. ont réalisé une structure figée basée sur ce principe de superposition de réseaux en champ lointain [58] pour obtenir un filtre de type Fabry-Perot. En contrôlant la position relative des deux réseaux, on peut également faire varier la hauteur de cette cavité et donc choisir la position spectrale de la résonance, comme le montre la Figure 23. On réalise alors un filtre accordable en longueur d'onde dont la résolution d'accordabilité dépend de paramètres liés à la précision mécanique de positionnement des réseaux et non plus seulement aux paramètres géométriques des réseaux. Ce type de filtres que l'on retrouve dans la littérature est utilisé comme une alternative haute résolution pour l'imagerie multispectrale [59, 60, 61, 62]

Dans les simulations numériques présentées jusqu'à présent, on pouvait vraisemblablement émettre l'hypothèse que le rôle des ordres évanescents dans

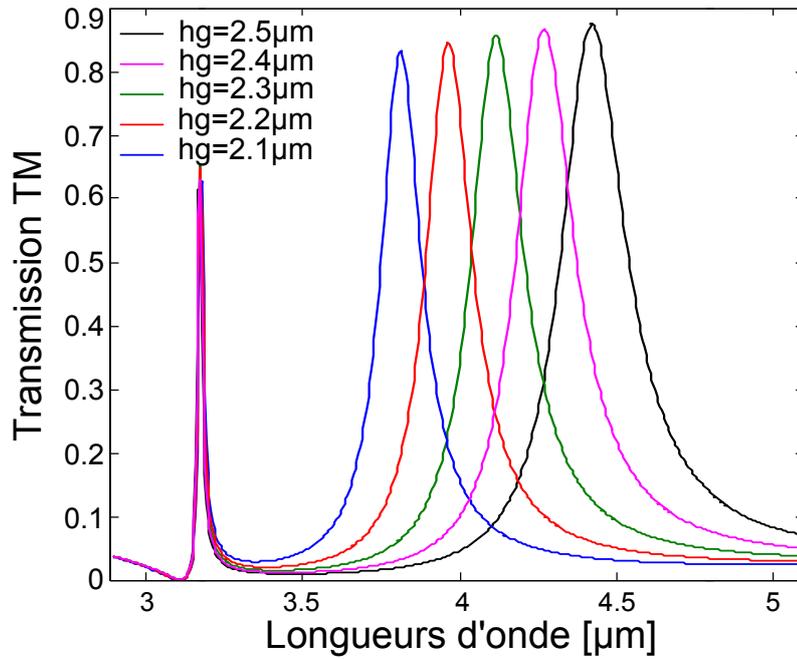


Figure 23: Spectres calculés numériquement et correspondant à la transmission TM à travers la structure DMG pour différentes valeurs de cavités entre les réseaux variant de $h_g = 2.1\mu\text{m}$ à $h_g = 2.5\mu\text{m}$. On constate la présence de deux pics de forte transmission. Une résonance aux courtes longueurs d'onde correspondant à la transmission extraordinaire à travers les réseaux en cascades, et une résonance de cavité type Fabry-Perot entre les réseaux.

la figure de transmission à travers les structures étudiées était négligeable. En effet, l'amplitude de ces ondes qui se propagent à l'interface entre une surface métallique et un diélectrique décroît exponentiellement au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'interface entre les deux milieux. Ainsi en prenant des hauteurs de cavités supérieures à la moitié de la période du réseau, on pouvait approximer la transmission à travers les réseaux seulement en prenant compte l'amplitude de l'ordre zéro propagatif à travers la structure. Mais est-ce encore le cas lorsque l'on rapproche les réseaux? Nous étudierons ce cas particulier dans la prochaine section.

3.3.2.2 Un comportement atypique en champ proche

Plus les réseaux sont proches, plus le couplage entre eux augmente. Cette configuration pour laquelle on ne peut plus négliger l'influence des ordres évanescents dans la transmission à travers la structure est définie comme le "champ proche". La Figure 24 présente la transmission en échelle semi-logarithmique à travers la structure dans le cas où les deux réseaux sont séparés d'une distance $h_g = 0.6\mu\text{m} \leq d/2$.

On remarque que le pic de transmission atteint une amplitude de $T_{\text{max}} = 74\%$ supérieure à la transmission d'un réseau sub-longueur d'onde 1D pour les mêmes géométries. La résonance est également flanquée de deux extinctions quasi-parfaites de la transmission à $\lambda = 3.1\mu\text{m}$ et $\lambda = 4.65\mu\text{m}$ ce qui favorise le rapport de réjection hors bande passante. En effet, la transmission du filtre

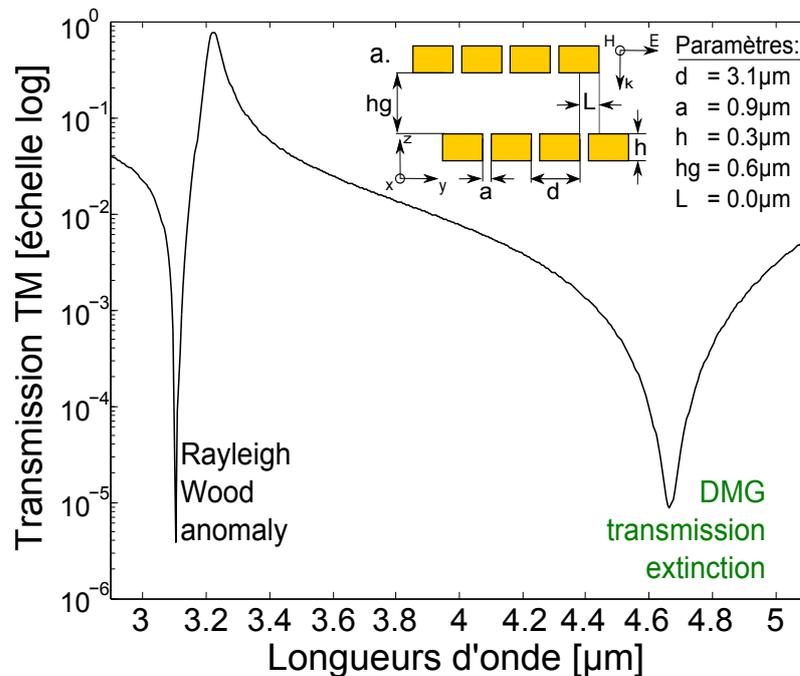


Figure 24: Spectre en transmission associé à la structure DMG dont les paramètres sont rappelés en insert. On constate la présence de trois phénomènes majeurs : L'anomalie de Rayleigh-Wood, la transmission extraordinaire à travers les deux réseaux en cascade avec $T_{\max} = 74\%$ et une extinction quasi-parfaite de la transmission autour de $\lambda = 4.65\mu\text{m}$.

réalisé est inférieure à 1% sur la plage de longueurs d'onde $\lambda \in [3.9\mu\text{m} - 5.1\mu\text{m}]$ avec un minimum de $T = 0.001\%$ pour $\lambda = 4.65\mu\text{m}$. L'extinction de transmission aux courtes longueurs d'onde correspond à l'anomalie de Rayleigh-Wood décrite en [Section 3.1.2.3](#) et a lieu pour $\lambda = 3.1\mu\text{m}$. Sa position spectrale est définie par les paramètres géométriques intrinsèques aux réseaux (période et indice des fentes) et ne varie pas en fonction de la position relative des deux réseaux. En ce qui concerne l'extinction de transmission aux hautes longueurs d'onde, Babicheva et al. [63] intuitent qu'elle résulte d'un couplage entre l'ordre propagatif et les ordres évanescents mais ne le démontrent pas. Au cours des paragraphes suivants, nous nous attacherons à décrire le comportement spectral de cette extinction de transmission aux hautes longueurs d'onde, très peu étudiée dans la littérature [64, 65].

Comme évoqué ci-dessus, Babicheva et al. supposent que cette extinction de la transmission résulte d'un couplage entre l'ordre propagatif et les ordres évanescents. On a également vu à la section précédente que lorsque les réseaux étaient suffisamment éloignés l'un de l'autre, un comportement type Fabry-Perot dans la cavité entre les réseaux donnait lieu à l'apparition d'une résonance de forte amplitude aux hautes longueurs d'onde et non pas à une extinction atypique de la transmission. Ainsi, il existe une hauteur limite de cavité h_g entre les réseaux, pour laquelle on a existence de l'extinction extraordinaire de transmission. La [Figure 25](#) présente la transmission TM à travers la structure DMG pour différentes valeurs de cavités h_g . On constate que plus l'espace entre les réseaux augmente, plus l'extinction se décale vers les basses longueurs d'onde.

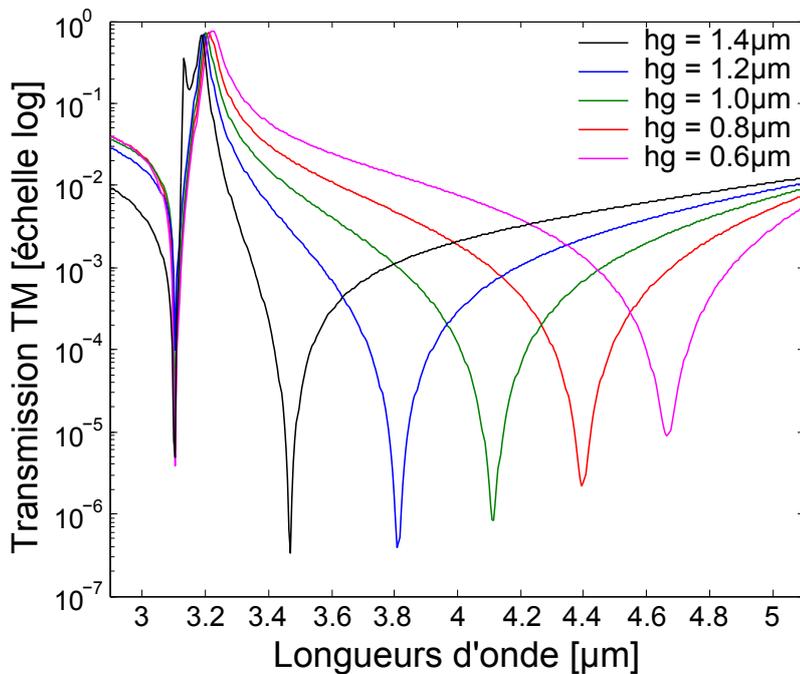


Figure 25: Spectres en transmission associés à la structure DMG pour différentes hauteurs de cavité entre les réseaux h_g . On constate que plus h_g augmente, plus l'extinction extraordinaire se décale vers les courtes longueurs d'onde. Dans le même temps, le facteur de qualité de l'extinction extraordinaire augmente. Lorsque $h_g = 1.4\mu\text{m}$ (courbe noire), on voit apparaître un pic secondaire aux courtes longueurs d'onde. Il s'agit d'une résonance de type Fabry-Perot de l'ordre fondamental dans la cavité formée par les réseaux superposés.

La Figure 26 présente l'évolution du spectre de la structure DMG avec $L = 0$ en fonction de la distance entre les réseaux h_g . Le changement de comportement spectral entre champ proche (i.e. existence de l'extinction extraordinaire de la transmission) et champ lointain (i.e. existence d'une résonance de type Fabry-Perot) est clairement marqué pour $h_g = 1.56\mu\text{m} \sim d/2$. En effet, pour cette hauteur de cavité entre les réseaux, l'extinction de la transmission est confondue avec la transmission extraordinaire. La transmission du filtre devient alors négligeable sur l'ensemble de la bande spectrale considérée. Au delà de cette valeur, l'extinction de la transmission disparaît vers les basses longueurs d'onde et on voit réapparaître le pic de transmission extraordinaire. L'ordre fondamental résonne également dans la cavité et on voit émerger un pic secondaire de transmission qui correspond au comportement Fabry-Perot décrit précédemment.

Un autre paramètre qui influence le couplage entre les réseaux est le décalage L . En effet, lorsque L est différent de zéro, la symétrie verticale de la structure est brisée et on ajoute un déphasage qui va modifier la position spectrale de l'extinction de transmission. La Figure 27 présente les spectres obtenus en TM pour différentes valeurs de décalage L . On constate que plus L augmente, plus l'extinction de transmission se décale vers les courtes longueurs d'onde. Pour des raisons de symétrie verticale, ce décalage vers les courtes longueurs d'onde est maximal lorsque $L = d/2$. Au delà, pour des décalages compris entre

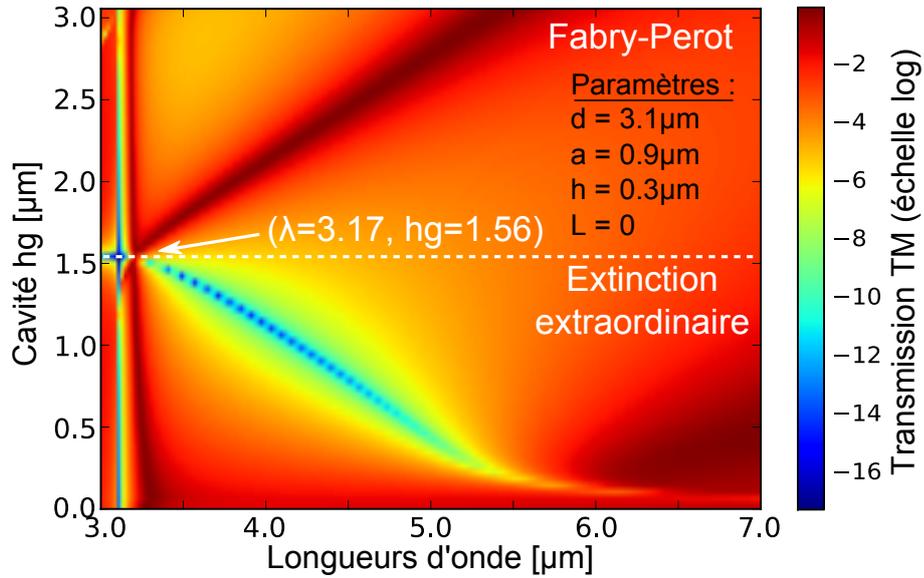


Figure 26: Evolution de la longueur d'onde de l'extinction DMG ainsi que du pic Fabry-Perot en fonction de la distance h_g entre les réseaux. Lorsque $h_g = 1.56\mu\text{m} \sim d/2$ le comportement spectral de la structure change de régime au profit d'un comportement Fabry-Perot. Pour cette valeur particulière de cavité, la transmission du filtre est nulle car l'extinction extraordinaire a lieu pour $\lambda = 3.17\mu\text{m}$ ce qui correspond à la longueur d'onde de la résonance extraordinaire du filtre dont les paramètres sont rappelés en insert.

$d/2 < L < d$, l'extinction se décale vers les hautes longueurs d'onde et on retrouve le comportement spectral observé pour des décalages compris entre $0 < L < d/2$. Si on s'attache maintenant à regarder le spectre pour $L \sim 0.77\mu\text{m}$ ($\sim d/4$) ou $L \sim 2.23\mu\text{m}$ ($\sim 3d/4$), on constate que la position de l'extinction extraordinaire est confondue avec celle de la transmission extraordinaire ce qui rend presque nulle la transmission du filtre.

Ce phénomène avait déjà été observé par Chan [53, 66]. Ils tracent dans leur article la distribution du champ électromagnétique dans la structure DMG décalée de $L = d/4$ comme présenté en Figure 28. Ils constatent alors que le maximum du champ magnétique du premier réseau est aligné avec le minimum du second réseau, ce qui empêche d'obtenir une forte transmission en sortie de la structure. Pour des décalages $d/2 > L > d/4$, on remarque que la transmission extraordinaire est réapparue pour $\lambda < d$, ce qui n'influence plus l'efficacité de réjection aux hautes longueurs d'onde comme c'était le cas pour $L < d/4$. On remarque également la disparition périodique, ou du moins la diminution de l'amplitude de l'anomalie de Rayleigh-Wood à $\lambda = 3.1\mu\text{m}$.

Conclusion

En résumé, lorsque les deux réseaux sont situés à une distance inférieure ou égale à la moitié de la période des réseaux alors une extinction de transmission extraordinaire différente de l'anomalie de Rayleigh-Wood apparaît. La position

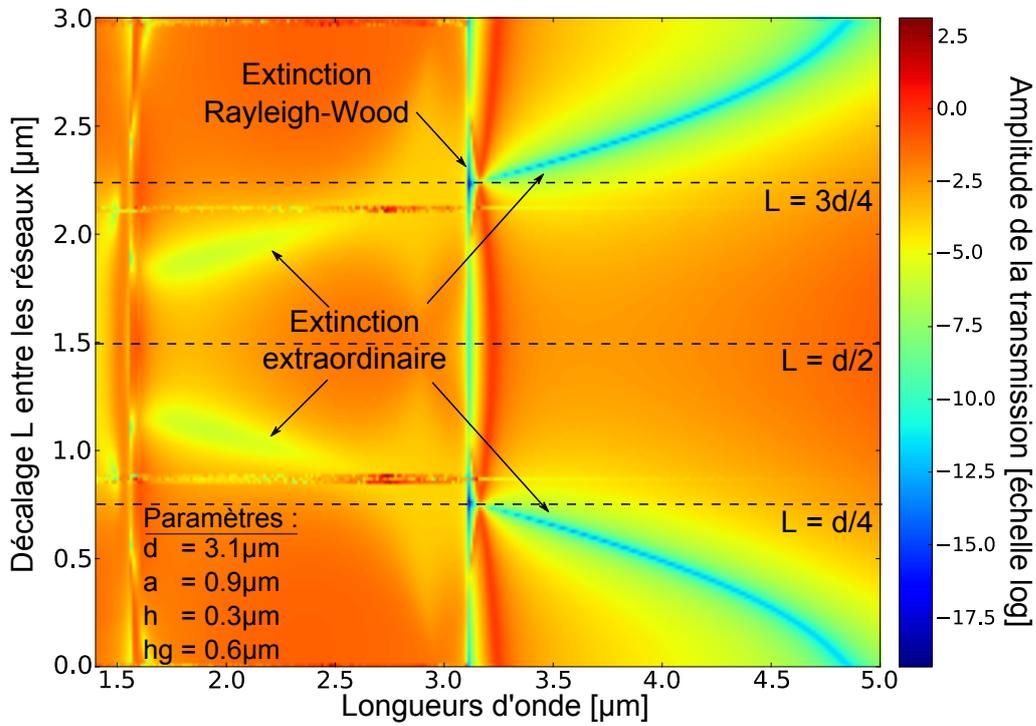


Figure 27: Spectres en transmission associés à la structure DMG pour différentes valeurs de décalage L entre les réseaux. Le déphasage induit par l'augmentation de l'asymétrie verticale de la structure fait se décaler l'extinction extraordinaire vers les courtes longueurs d'onde. On constate que l'extinction existe également pour $\lambda < d$ et que le comportement spectral observé est symétrique par rapport à $L = 1.5\mu\text{m} = d/2$ pour des raisons de symétrie verticale dans la structure.

spectrale de cette extinction extraordinaire peut être modifiée en temps réel en contrôlant la position relative des réseaux à travers deux paramètres :

- la hauteur de la cavité h_g entre les réseaux.
- le décalage latéral L entre les réseaux.

On réalise alors un filtre qui allie à la fois les avantages d'une transmission extraordinaire dont la position spectrale dépend des paramètres intrinsèques au réseau (période, largeur de fente et épaisseur du réseau), ainsi qu'une transmission minimale hors bande passante grâce au phénomène d'extinction extraordinaire due à la superposition d'objets mettant en jeu des ordres évanescents et propagatifs en champ proche.

3.4 APPLICATION AU FILTRAGE SPECTRAL

La réalisation d'un filtre à forte efficacité de réjection hors bande passante possède un fort potentiel dans de nombreux domaines de l'optique infrarouge. Voilà pourquoi dans cette section je m'attacherai à développer l'exemple de deux structures DMG optimisées de manière à répondre au cahier des charges propres aux applications de détection de rayonnement Nightglow et de filtrage spectral agile.

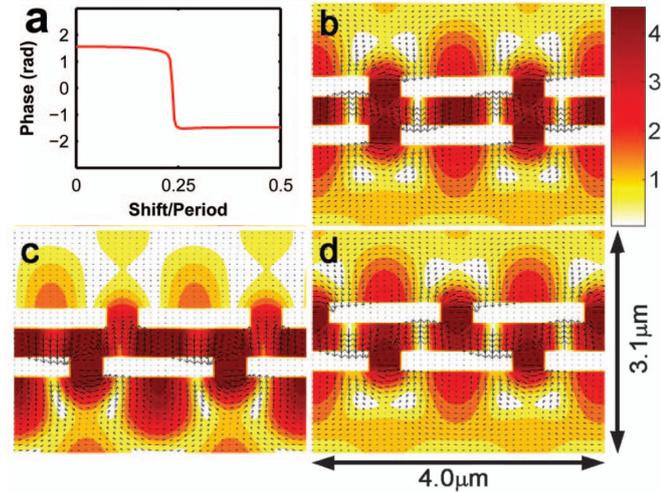


Figure 28: a. Evolution de la phase en fonction du décalage L entre les réseaux [53, 66]. b-d. Distribution du champ électromagnétique à la résonance en fonction du décalage latéral entre les réseaux superposés. Les flèches représentent le champ électrique et l'onde incidente arrive par le bas de la structure. b. Les deux réseaux sont alignés, $L = 0$. Les réseaux sont couplés et les maxima des champs magnétiques sont en phase. c. Les réseaux sont décalés, $L = 0.5\mu\text{m} \sim d/4$. Un maximum du champ magnétique pour un des réseaux est en phase avec un minimum du champ magnétique pour le second réseau. En conséquence la transmission est faible en sortie. d. Les réseaux sont décalés de $L = 1\mu\text{m} = d/2$. On retrouve une transmission importante car les maxima des champs magnétiques sont à nouveau en phase.

3.4.1 Le rayonnement Nightglow

Depuis environ trois ans, l'ONERA travaille sur la détection du rayonnement Nightglow, alternative à la vision nocturne classique basée sur l'amplification de photons provenant de sources de lumière naturelles (Lune et étoiles) ou artificielles (éclairages humains, villes). Ce rayonnement est émis par une couche atmosphérique de 6 à 10 km d'épaisseur située à environ 86 km d'altitude. Plus précisément, les molécules d'hydrogène réagissent avec les molécules d'ozone présentes dans la mésosphère, donnant ainsi lieu à la formation de dioxygène et d'hydroxyle (OH) dans un état vibrationnel excité. La molécule d'hydroxyle OH peut alors se désexciter radiativement et atteindre un état vibrationnel inférieur qui sera accompagné de l'émission d'un photon entre $0.4\mu\text{m}$ et $4\mu\text{m}$. La Figure 29 présente une simulation de spectre reçu au sol. On remarque que suite à la fonction de transfert atmosphérique, le maximum du rayonnement Nightglow se situe entre $1.6\mu\text{m}$ et $1.8\mu\text{m}$. En revanche l'augmentation du rayonnement au-delà de $2.3\mu\text{m}$ est due à l'émission de la vapeur d'eau dans cette bande spectrale quasi totalement absorbante et n'est donc pas un rayonnement utile pour la vision nocturne. Pour détecter ce rayonnement, l'idéal est donc de travailler avec un filtre dont la transmission est maximale entre $1\mu\text{m}$ et $1.8\mu\text{m}$ et qui possède une réjection qui augmente en fonction de la longueur d'onde jusqu'à la longueur d'onde de coupure du détecteur pour s'affranchir de la luminance émise par l'atmosphère dans la bande de la vapeur d'eau.

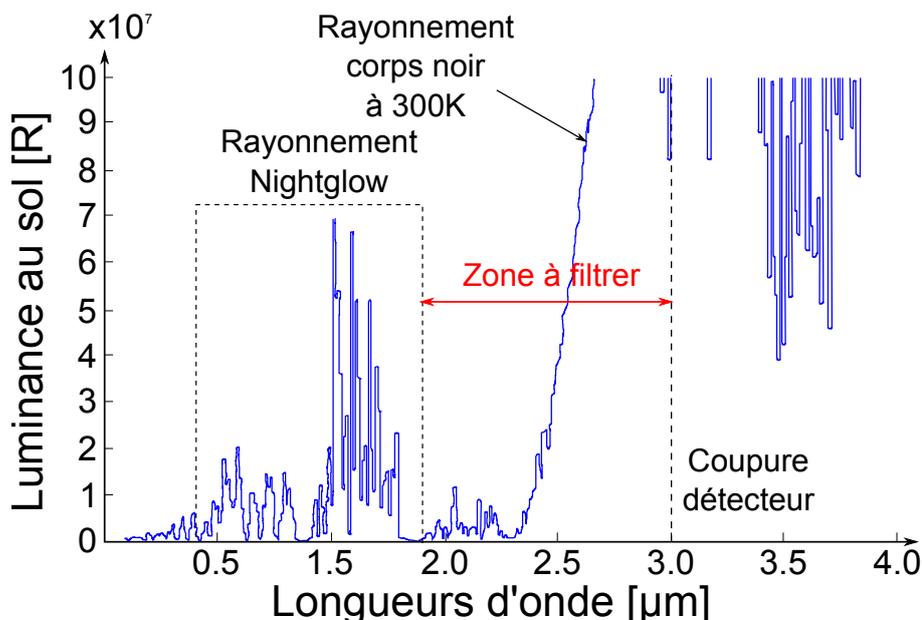


Figure 29: Simulations numériques effectuées à l'ONERA du rayonnement Nightglow reçu au sol et correspondant à la désexcitation de la molécule d'hydroxyle depuis la mésosphère.

Le détecteur choisi est un détecteur à avalanche qui a pour fonction de convertir le flux de photons reçu en un courant électrique qui va subir un premier étage d'amplification interne grâce à l'augmentation du champ électrique à l'intérieur du matériau. En effet, lorsque le champ électrique est suffisamment important, les électrons accélèrent jusqu'au point où, lorsqu'ils percutent des atomes, ils libèrent d'autres électrons augmentant le nombre d'électrons libres de manière très rapide car les nouveaux électrons libres entraînent à nouveau d'autres. Ce phénomène s'apparente à celui d'une avalanche neigeuse. Lorsque le gap du semi-conducteur diminue, le gain du détecteur augmente ainsi que sa longueur d'onde de coupure. Pour obtenir un gain d'amplification suffisant pour détecter le rayonnement Nightglow qui est faible, on fixe la longueur d'onde de coupure du détecteur à $\lambda_c = 3\mu\text{m}$. En dessous de cette longueur d'onde de coupure, le signal utile est donc parasité par le rayonnement atmosphérique. Il s'agit alors d'utiliser un filtre qui maximise la transmission entre $0.4\mu\text{m}$ et $1.9\mu\text{m}$ et qui possède une efficacité de réjection qui augmente en fonction de la longueur d'onde entre $1.9\mu\text{m}$ et $3\mu\text{m}$ pour garder un bon contraste de détection du rayonnement Nightglow. C'est en ce sens que les structures DMG peuvent être utiles. En effet, bien qu'il y ait encore un travail d'optimisation à faire pour obtenir une transmission large bande entre $0.4\mu\text{m}$ et $1.9\mu\text{m}$, l'extinction extraordinaire joue naturellement le rôle de filtre dont l'efficacité augmente avec la longueur d'onde. Ainsi, si on positionne l'extinction extraordinaire de la transmission au voisinage de la longueur d'onde de coupure du détecteur, on peut obtenir des filtres qui répondent très bien au cahier des charges établi pour l'application Nightglow.

Actuellement, ce filtrage s'effectue par la superposition de quatre filtres à empilement de couches minces dont l'efficacité de réjection est de l'ordre de

$T = 10^{-3}\%$. L'alternative plasmonique a donc un réel potentiel pour concurrencer l'état de l'art mais nécessite encore de nombreuses optimisations.

3.4.2 Filtrage spectral agile : variation de la FWHM

Nous avons vu précédemment l'intérêt de la sélection de bandes spectrales réduites pour des applications liées à la détection d'espèces chimiques volatiles sur une scène donnée. Pour être en mesure de détecter les raies d'absorption qui constituent la signature chimique des molécules à détecter et ainsi les identifier, il est possible d'utiliser deux filtres sélectifs en longueur d'onde selon la méthode de différentiation spectrale. Cette méthode permet d'obtenir, en choisissant des filtres dans des bandes spectrales de largeurs différentes mais qui se recouvrent, d'obtenir des informations à la fois sur le fond environnemental, mais également sur les espèces à détecter. Ainsi, si le premier filtre mesure le fond et sert de référence, le deuxième filtre, lui, mesure à la fois le fond et l'espèce chimique comme le montre la [Figure 30](#). En effectuant le rapport des deux mesures on obtient l'information utile sur l'espèce à détecter.

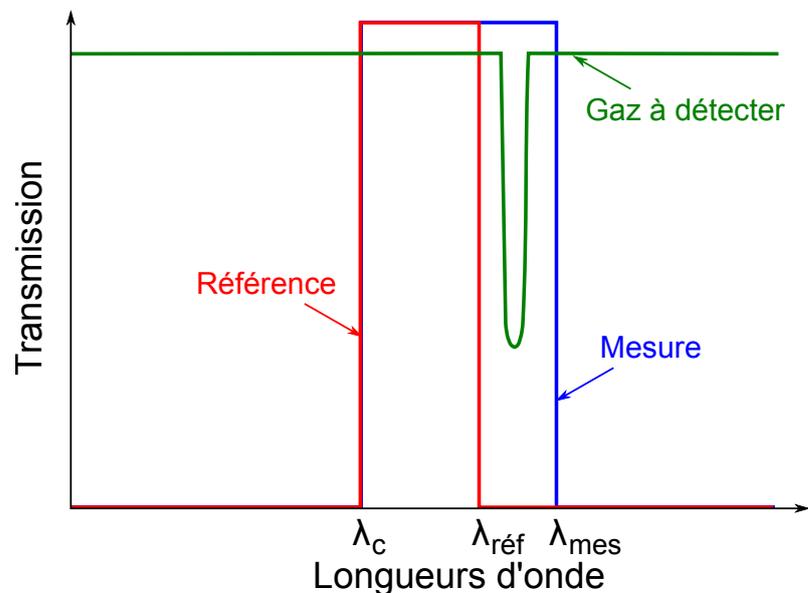


Figure 30: Méthode de la différentiation spectrale. Le premier filtre (en rouge) apporte une information sur le fond de scène et sert donc de référence. Le deuxième filtre (en bleu) est plus large spectralement et apporte une information et sur l'espèce chimique volatile à détecter et sur le fond de scène. En effectuant le rapport des deux mesures on obtient l'information utile sur le spectre de le gaz à détecter (en vert).

Le filtre de mesure devra idéalement avoir une transmission maximale, et une largeur à mi-hauteur ajustable en fonction de la largeur de la raie d'absorption à mesurer. C'est là qu'intervient le potentiel de la structure DMG. En effet, on a vu précédemment que la transmission spectrale de la structure dépend fortement de la position relative des réseaux. Ainsi, si on contrôle en temps réel la position relative des réseaux notamment par l'utilisation d'actionneurs mécaniques, on peut modifier la forme spectrale du filtre réalisé pour pouvoir l'adapter

à la scène observée. Plus précisément il s'agit ici de rapprocher l'extinction quasi-parfaite de transmission de la transmission extraordinaire en modifiant les paramètres h_g et L de manière précise grâce aux actionneurs mécaniques. En diminuant la FWHM du filtre réalisé, on peut effectuer une méthode de différentiation spectrale dont la résolution dépend de la précision avec laquelle on contrôle la position relative des réseaux.

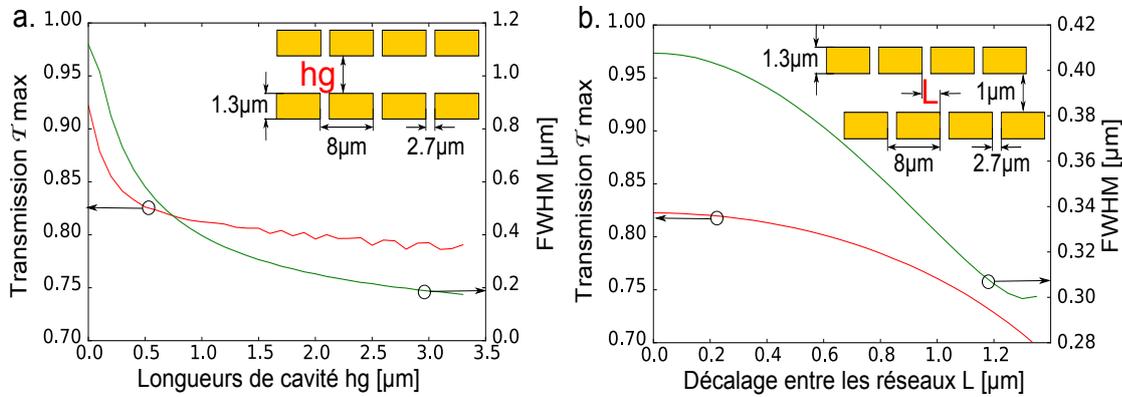


Figure 31: Etude de l'amplitude de transmission à la résonance extraordinaire (courbe rouge) et de la largeur à mi-hauteur du filtre DMG (courbe verte) en fonction a. de la hauteur de cavité entre les réseaux h_g . b. de l'alignement L entre les réseaux. a. On constate que l'on peut diviser par six la largeur à mi-hauteur du filtre en maintenant une transmission supérieure à 80%. b. L'espace entre les réseaux est fixé à $h_g = 1\mu m$, si on maintient comme critère une transmission supérieure à 70%, on constate qu'on peut réduire la largeur à mi-hauteur du filtre d'un facteur 1.5 et ce toujours en gardant une forte efficacité de réjection hors de la bande passante.

La Figure 31 présente la mesure de l'amplitude (courbe rouge) ainsi que de la FWHM (courbe verte) de la résonance extraordinaire du filtre en fonction de la distance h_g et de l'alignement L entre les réseaux. Dans un premier temps, les réseaux ont une période $d = 8\mu m$, une largeur de fente $a = 2.7\mu m$, une épaisseur $h = 1.3\mu m$ et sont alignés ($L = 0$). Si on choisit pour cahier des charges, la réalisation d'un filtre dont la transmission est supérieure à 80%, alors pour des hauteurs de cavités h_g comprises entre 0 et $3.5\mu m$, la largeur à mi-hauteur passe de $1.2\mu m$ à $0.19\mu m$ ce qui représente une réduction de la FWHM d'un facteur six. Au delà, pour des cavités h_g plus grandes, l'extinction extraordinaire de transmission est trop proche de la résonance extraordinaire du filtre et on perd en amplitude de transmission. De plus, pour $h_g = 3.5\mu m$, on est proche de la valeur critique $d/2 = 4\mu m$ qui fait qu'on quitte le domaine de l'existence de l'extinction aux hautes longueurs d'onde au profit du comportement Fabry-Perot. Pour continuer de réduire la FWHM du filtre sans perdre l'avantage d'une bonne efficacité de réjection hors bande passante grâce à l'extinction de transmission extraordinaire, on peut également jouer sur l'alignement L entre les réseaux. Ainsi, pour une hauteur de cavité fixée à $h_g = 1\mu m$, on passe d'une FWHM de $0.41\mu m$ pour $L = 0$, à $0.30\mu m$ pour $L = 1.3\mu m$ ce qui représente une réduction supplémentaire de la FWHM d'un facteur 1.5 et ce toujours en maintenant une transmission supérieure à $T \geq 70\%$.

En résumé, si l'on contrôle la position relative des deux réseaux par le biais d'actionneurs mécaniques, on peut alors réaliser un filtre dont la FWHM peut être modifiée en temps réel. Le filtre ainsi réalisé allie à la fois une transmission extraordinaire de forte amplitude ($T > 70\%$) mais également une bonne efficacité de réjection hors de la bande passante ($T < 1\%$) ; de plus, sa largeur spectrale peut être adaptée en fonction de la résolution désirée (détection de raies gazeuses caractéristiques d'espèces chimiques dans des composés complexes type propergol par exemple).

CONCLUSION

Nous avons donc au cours de ce chapitre rappelé les différents mécanismes responsables de la forme spectrale de la transmission dans un réseau métallique sub-longueur d'onde. Nous avons également proposé un concept de filtre agile basé sur la superposition de deux réseaux métalliques sub-longueur d'onde dans le but d'améliorer l'efficacité de réjection en dehors de la bande passante.

Nous avons montré par simulations numériques que l'allure du spectre en transmission de la structure proposée dépend fortement de la distance entre les réseaux superposés. Dans le cas où ils sont séparés d'une distance supérieure à la moitié de la période du réseau, le comportement observé est celui d'un résonateur de Fabry-Perot dans lequel les ordres diffractés évanescents n'ont pas de rôle en dehors de la transmission extraordinaire. En revanche, quand les deux réseaux sont en configuration champ proche (i.e. la distance les séparant est inférieure à la moitié de la période), les ordres diffractés évanescents se couplent avec l'ordre propagatif pour donner naissance à une extinction extraordinaire de la transmission aux hautes longueurs d'onde. Nous avons observé que la position spectrale de cette extinction de transmission variait avec l'alignement entre les réseaux ainsi qu'avec la distance entre ceux-ci. La structure obtenue allie donc les avantages d'une transmission extraordinaire caractéristique des réseaux métalliques sub-longueur d'onde, associée à une extinction extraordinaire qui permet d'améliorer drastiquement l'efficacité de réjection hors bande passante. Enfin nous avons mis en évidence le potentiel du filtre réalisé tant au niveau de l'efficacité de réjection dans la détection et l'étude du rayonnement Nightglow, que dans des applications de filtrage spectral agile où la forme de la résonance et notamment sa largeur à mi-hauteur peuvent être ajustées en temps réel en modifiant la position relative des réseaux.

Après avoir observé l'existence d'une extinction extraordinaire de la transmission dans le cas où les réseaux sont en configuration champ proche, nous nous attachons maintenant à expliquer l'origine de ce phénomène atypique. Pour cela, nous proposons d'utiliser une méthode originale basée sur le formalisme de Mason.

ETUDES DE MÉCANISMES PHYSIQUES RÉSONANTS GRÂCE AU FORMALISME DE MASON

Sommaire

4.1	Méthodes modales et formalisme de matrice S	44
4.2	Formalisme de Mason	48
4.2.1	Graphes de Fluence	48
4.2.2	Règle de Mason	50
4.2.3	Intérêt de la méthode	51
4.3	Application à la structure DMG	52
4.3.1	Cas où les deux réseaux sont alignés	52
4.3.2	Cas où les deux réseaux sont latéralement décalés	59
4.3.3	Combinaison d'extinctions quasi parfaites	62
4.4	Application à une structure en réflexion	63

INTRODUCTION

Pour calculer les propriétés optiques des nanostructures considérées, Moharam et Gaylord présentent en 1981 [67] un formalisme baptisé RCWA pour Rigorous Coupled Wave Analysis, basé sur la résolution exacte des équations de Maxwell couche par couche. En 1996, Lalanne et Morris [68] améliorent la convergence de cette méthode pour l'étude de réseaux 1D en polarisation transverse magnétique (TM) en reformulant la décomposition modale. Plus récemment, Bouchon et al. [55] proposent une nouvelle méthode nommée BMM pour B-Spline Modal Method utilisant un maillage spatial non-uniforme grâce à des fonctions polynomiales appelées B-Splines. Ces fonctions uniquement non-nulles sur un intervalle défini, permettent d'améliorer la convergence du calcul par l'utilisation de matrices creuses. Ces différentes méthodes dites "modales", permettent à partir du découpage de la structure couche par couche, de calculer les modes propagatifs ou évanescents qui sont solutions des équations de Maxwell.

Elles peuvent cependant se comporter du point de vue de l'utilisateur comme des "boîtes noires" qui permettent d'obtenir, entre autres, un spectre d'intensité en fonction de la longueur d'onde mais ce, sans pour autant révéler la physique sous-jacente responsable du comportement simulé. La difficulté d'interprétation physique devient encore plus importante au fur et à mesure que les structures se complexifient. En effet, de plus en plus, les résonances étudiées mettent en jeu des interactions entre de multiples modes propagatifs et/ou évanescents

[69, 70, 71, 72] et l'interprétation physique devient un réel enjeu pour le design et l'optimisation d'objets performants qui répondent aux besoins.

En ce sens, je présenterai dans ce chapitre un formalisme simple et intuitif qui permet d'acquérir un sens physique sur la structure optique résonante étudiée. Ce formalisme est basé sur la combinaison de graphiques représentant les interactions nominales entre les modes dans la structure, organisés suivant la règle de Mason [73]. Cette règle, bien connue en électronique et notamment dans l'étude des quadripôles, est appliquée aux graphiques et permet de calculer la fonction de transfert algébrique d'un système optique résonant. Le modèle algébrique ainsi établi, est comparé aux simulations exactes obtenues grâce aux méthodes de résolutions modales couche par couche. En cas de bon accord, on peut alors valider la bonne construction des graphiques, que l'on nommera dans la suite du chapitre "graphes de fluence", et donc la compréhension de la physique sous-jacente à la structure. Dans le cas contraire, il faut modifier les graphes de fluence en rajoutant des interactions entre les modes et ce, toujours suivant le principe du rasoir d'Ockham, c'est-à-dire que seules les hypothèses les plus simples sont vraisemblables et doivent être ajoutées. On limite ainsi au maximum le nombre de paramètres mis en jeu pour expliquer aussi bien la transmission que la réflexion de la structure étudiée. Le principe de ce formalisme est résumé en [Figure 32](#).

Dans un premier temps, je rappellerai comment fonctionnent les méthodes modales et notamment comment s'écrit l'algorithme de matrice S [74], qui permet de calculer les amplitudes des modes transmis ou réfléchis à chaque interface de la structure. Puis je définirai les notions de graphes de fluence à travers l'exemple d'un résonateur de Fabry-Perot qui en plus d'être un cas d'école, est relativement proche des structures types DMG que nous avons vu au [Chapitre 3](#). J'expliquerai ensuite comment la règle de Mason appliquée aux graphes de fluence permet d'obtenir la fonction de transfert algébrique de la structure. Enfin j'appliquerai ce formalisme à nos structures superposées pour comprendre en détail les mécanismes résonants responsables de la création et du comportement spectral de l'extinction de transmission hautes longueurs d'onde présentée à la [Section 3.3.2.2](#).

4.1 MÉTHODES MODALES ET FORMALISME DE MATRICE S

Les méthodes semi-analytiques telles que RCWA ou encore BMM sont des méthodes très efficaces pour résoudre des équations différentielles partielles, où une partie du problème est résolue numériquement et l'autre partie analytiquement. Elles sont notamment très employées pour l'étude de structures périodiques composées d'un empilement de couches structurées. Ces couches sont définies de manière arbitraire dans le plan transverse, c'est-à-dire que les structurations peuvent être complexes et de tout type, mais sont uniformes selon l'axe longitudinal. On peut ainsi représenter des structures avec des géométries courbées en utilisant de nombreuses couches minces disposées en marches d'escaliers. La [Figure 33](#) représente l'exemple d'une structure modélisée efficacement par

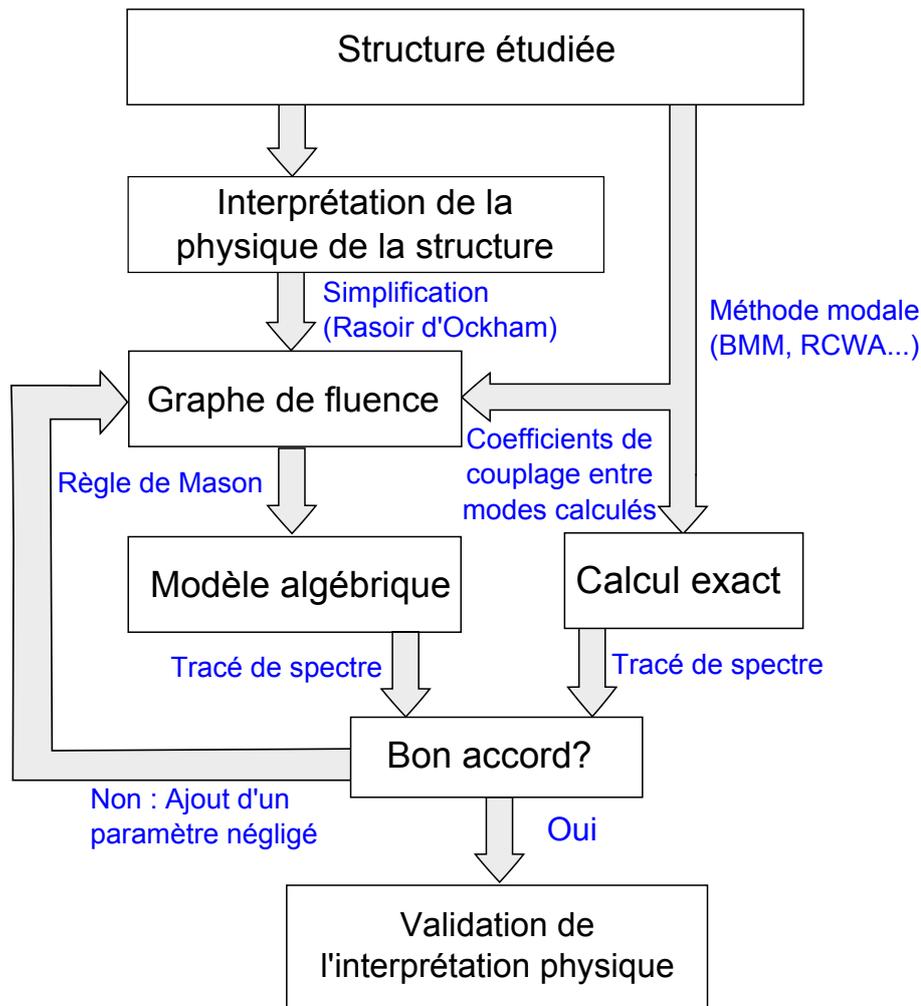


Figure 32: Méthodologie décrivant le formalisme permettant de valider l'interprétation de la physique sous-jacente aux structures étudiées.

une méthode modale. Il s'agit en [Figure 33.a.](#) d'un réseau de diffraction déposé sur un substrat. Le réseau est composé de trous circulaires de petites dimensions devant la longueur d'onde d'éclairement et disposés périodiquement. La [Figure 33.b.](#) représente une structure périodique "blazée" approximée par des couches minces en escaliers.

On calcule alors numériquement les modes propres qui existent dans chacune des couches de la structure en cherchant les solutions des équations de Maxwell sous la forme :

$$\partial_t \mu_0 \mu H + \nabla \times E = 0 \quad (23)$$

$$-\partial_t \epsilon_0 \epsilon E + \nabla \times H = 0 \quad (24)$$

avec μ_0 et ϵ_0 les perméabilité et permittivité du vide.

Ainsi, le mode m du champ magnétique s'écrit sous la forme :

$$H_y = H_y^{(m)} \exp(ik_z^m z - i\omega t) \quad (25)$$

On note que ce qui différencie les différentes méthodes modales majoritairement utilisées au sein de notre équipe est la base dans laquelle les différents

modes présents dans chacune des couches de la structure sont décomposés. Ainsi pour la méthode RCWA, la base choisie est celle de l'espace des séries de Fourier et le maillage transversal est uniforme. En revanche dans la méthode BMM, la base choisie pour décrire le champ magnétique est constituée de fonctions B-Splines [75, 76] qui permettent d'utiliser un maillage transversal non-uniforme en resserrant notamment le nombre de points là où les dérivées du champ électromagnétique (EM) sont discontinues. Les vecteurs propres obtenus contiennent alors les fonctions d'amplitudes des modes propres et les valeurs propres représentent les constantes de propagation des modes propres suivant la direction longitudinale. Pour propager analytiquement les modes de couche en couche, il faut vérifier les conditions de continuité aux limites des interfaces en écrivant les champs tangentiels H_y et E_x . C'est là qu'intervient le formalisme de matrice S pour "Scattering" en anglais.

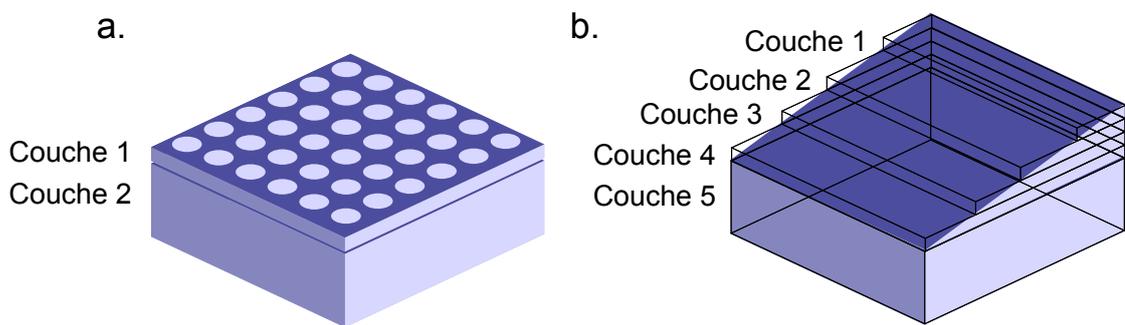


Figure 33: Exemple de structure électromagnétique modélisée par une méthode modale semi-analytique. a. Réseau de trous circulaires déposés sur substrat. b. Structure "blazée" déposée sur substrat. La couche biaisée est approximée par quatre couches rectangulaires.

En effet, ce formalisme permet de représenter une couche complexe comme une "boîte noire" qui relie les ondes incidentes aux ondes sortantes de la couche comme représenté en Figure 34. On peut alors résoudre les conditions de continuité aux limites pour chacune des couches constituant la structure globale. Chacun des paramètres S_{ij} de la matrice correspond au transfert d'amplitude du milieu j vers le milieu i . Par extension, le terme S_{11} désigne la réflexion sur le milieu 1 et le terme S_{21} correspond à la transmission du milieu 1 vers le milieu 2. Dans le cas d'une structure symétrique on aura alors $S_{11} = S_{22}$ et $S_{21} = S_{12}$. La propagation à travers la structure est ainsi modélisée de manière complète et exacte.

Ainsi, un champ électromagnétique quelconque incident sur la structure en région 1 peut être décomposé sur une base de modes dont on décrit les amplitudes par le vecteur V . Suivant cette décomposition, à l'interface entre les régions 1 et 2, le champ magnétique $\vec{H}_y^{(1)}$ s'écrit $H_1 V$. Le champ réfléchi (respectivement transmis) s'écrit alors $H_1 S_{11} V$ (respectivement $H_2 S_{21} V$). Avec ces notations, la continuité de H_y à l'interface entre le milieu 1 et le milieu 2 s'écrit :

$$H_1 V + H_1 S_{11} V = H_2 S_{21} V \quad (26)$$

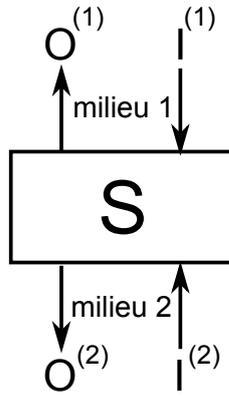


Figure 34: La matrice S relie les ondes entrantes (I) aux ondes sortantes (O). Elle a pour avantage d'être stable dans le cas de couches absorbantes.

Comme le vecteur d'amplitude ne souffre d'aucun présupposé, l'Equation 26 se généralise à :

$$H_1 + H_1 S_{11} = H_2 S_{21} \quad (27)$$

Et de la même manière, en écrivant la continuité du champ tangentiel E_y , on obtient :

$$E_1 - E_1 S_{11} = E_2 S_{21} \quad (28)$$

où le signe négatif provient du signe de k_z . Des Equation 27 et Equation 28, on obtient les expressions des sous-matrices S_{11} et S_{21} où α et β représentent respectivement les interfaces entre les milieux 1 et 2 et entre les milieux 2 et 3.

$$S_{11}^\alpha = 1 - 2(1 + H_1^{-1} H_2 E_2^{-1} E_1)^{-1} \quad (29)$$

$$S_{21}^\alpha = E_2^{-1} E_1 (1 - S_{11}) \quad (30)$$

Il en va de même pour obtenir les expressions des sous-matrices S_{12}^β , S_{22}^α et S_{22}^β .

Toute interface continue peut être définie comme un système à trois couches comme le représente la Figure 35 où la couche 1 désigne le milieu incident, la couche 2 l'interface et la couche 3 le milieu de sortie. Ainsi pour décrire des structures à N couches avec $N \geq 3$, il suffit de calculer les sous-matrices S d'amplitudes réfléchies et transmises par récurrence.

$$S_{11}^{\text{réseau}} = S_{11}^\alpha + S_{12}^\alpha (1 - \Pi S_{22}^\beta \Pi S_{22}^\alpha)^{-1} \Pi S_{22}^\beta \Pi S_{21}^\alpha \quad (31)$$

$$S_{31}^{\text{réseau}} = S_{32}^\beta \Pi (1 - S_{22}^\alpha \Pi S_{22}^\beta \Pi)^{-1} S_{21}^\alpha \quad (32)$$

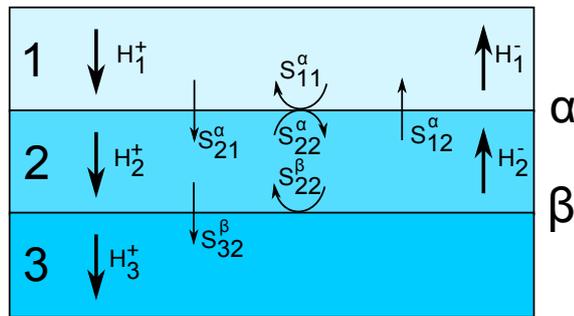


Figure 35: Définition des sous-matrices S pour un empilement de trois couches.

avec α et β les dioptries visibles en Figure 35 et Π la propagation des différents modes dans la couche 2.

Ce formalisme permet d'exprimer les transferts optiques entre les différents modes présents dans la structure. Il s'agit maintenant de dresser la liste des interactions modales responsables du comportement spectral de la structure et de les agencer en un graphique qui représentera simplement les mécanismes mis en jeu. La section suivante a pour but d'expliquer comment construire ce graphique appelé graphe de fluence qui est un élément essentiel dans l'application du formalisme de Mason.

4.2 FORMALISME DE MASON

4.2.1 Graphes de Fluence

Toute structure optique peut être représentée par un graphe de fluence constitué d'arcs et de noeuds. L'ensemble de ces arcs et noeuds forment des cascades et des boucles qui ont pour but de traduire l'interprétation que l'on a des mécanismes physiques qui sont mis en jeu dans la structure. Mais comment bien construire son graphe de fluence? Pour répondre à cette question, il est nécessaire de définir certains termes. Ainsi, on appellera "noeuds" les états du système. Ces variables sont généralement représentées par des points. Les "arcs" quant à eux, expriment la relation, ou fonction de transfert optique, pour passer d'un noeud à un autre.

Ces arcs sont à sens unique et la flèche indique le sens de passage d'un noeud vers l'autre. On distinguera également deux types de noeuds. Les noeuds dits "sources" sont des noeuds desquels partent plusieurs arcs. Les noeuds dits "puits" sont des noeuds vers lesquels un ou plusieurs arcs convergent. On appellera également "cascade" les chemins qui permettent à partir d'un noeud source d'aller vers un noeud puits sans passer deux fois par le même noeud. Enfin, les "boucles" sont définies par des chemins fermés contenant au moins deux noeuds. Deux boucles sont dites disjointes si elles ne partagent pas de noeud en commun.

Pour mieux fixer ces notions, considérons l'exemple d'une structure composée de deux miroirs semi-métalliques en regard. Cette structure présentée en Fig-

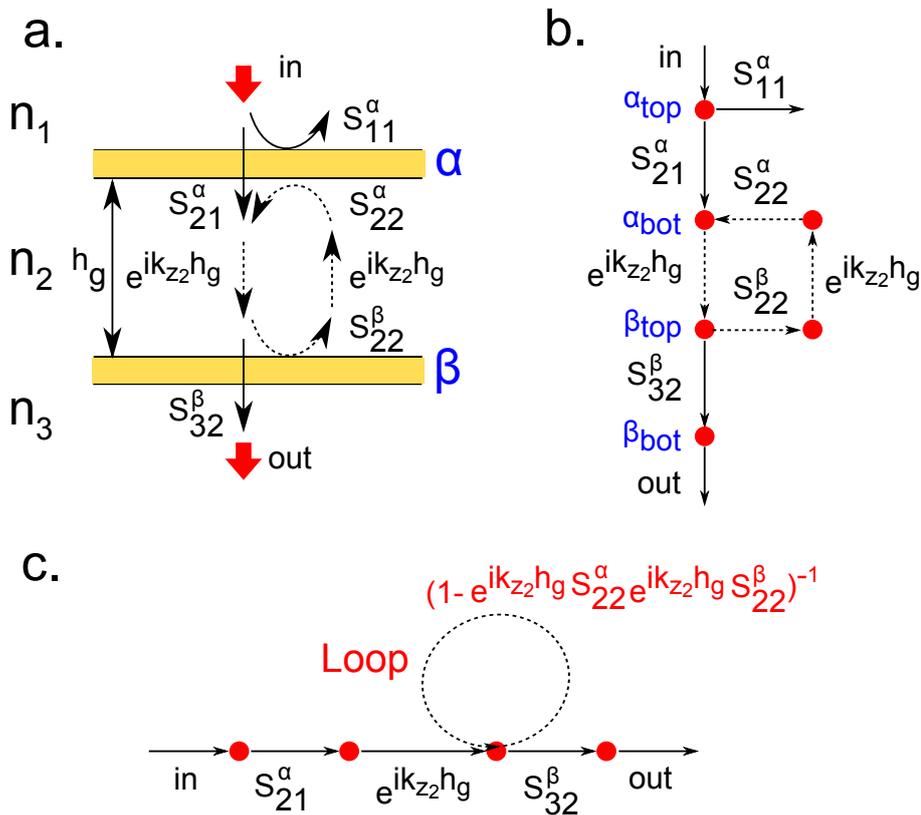


Figure 36: Exemple d'application du formalisme de Mason à une structure simple. a. Structure composée de deux miroirs métalliques. b. Graphe de fluence correspondant à la structure. c. Graphe de fluence correspondant à la transmission à travers la structure. La boucle en pointillés correspond à la résonance dans la cavité formée par les deux miroirs.

Figure 36.a. met en jeu une résonance de type Fabry-Perot dans la cavité formée par les deux miroirs. Outre le fait d'être un cas d'école, elle présente des similarités avec la structure DMG puisque il s'agit d'une superposition de deux interfaces α et β continues dans le cas du Fabry-Perot, binaire métal/diélectrique dans le cas de la structure DMG. Le graphe de fluence associé à cette figure est tracé en Figure 36.b. Chaque noeud correspond à une interface du système tandis que les arcs sont les coefficients scalaires tirés des matrices de transfert S_{ij}^α et S_{ij}^β du milieu j vers le milieu i . Le système contient donc une seule cascade et une boucle représentée en pointillés et correspondant à la résonance à l'intérieur de la cavité définie par la superposition des miroirs.

En résumé, le graphe de fluence établi pour cette structure Fabry-Perot simple entre deux miroirs fait état d'une résonance à un seul mode propagatif. Les matrices S sont alors des scalaires et on peut décrire la transmission à travers la structure comme représenté en Figure 36.c. Il s'agit maintenant de vérifier si cette interprétation correspond à la réalité physique de la structure. Pour cela on applique la règle de Mason au graphe de fluence.

4.2.2 Règle de Mason

La règle de Mason, établie par Samuel Jefferson Mason, ingénieur en électronique américain du XX^{ème} siècle, permet de déterminer la fonction de transfert algébrique d'un système en calculant pas à pas le gain aux différents noeuds du graphe de fluence correspondant au système étudié. Elle s'écrit de la façon suivante [73] :

$$G = \frac{\text{puits}}{\text{source}} = \frac{\sum_p T_p \Delta_p}{\Delta} \quad (33)$$

où:

- G est le gain total du noeud source au noeud puits.
- $\Delta = 1 + (-1)^1 \sum G_i + (-1)^2 \sum G_i G_j + (-1)^3 \sum G_i G_j G_k + \dots + (-1)^m \sum + \dots$, déterminant du système avec m entier naturel.
- G_i est le gain de chaque boucle fermée du système.
- $G_i G_j$ est le produit des gains des boucles disjointes deux par deux.
- $G_i G_j G_k$ est le produit des gains des boucles disjointes trois par trois. C'est-à-dire qu'aucune des trois boucles ne partage de noeuds en commun.
- T_p est le gain de la $p^{\text{ième}}$ cascade.
- Δ_p est le déterminant disjoint de la $p^{\text{ième}}$ cascade.

On considère un Fabry-Perot composé de deux miroirs d'or semi-transparents d'épaisseur $h = 20\text{nm}$ et séparés par une distance $h_g = 2\mu\text{m}$ comme représenté en [Figure 37](#). Les géométries sont choisies pour exhiber une transmission en bande $3 - 5\mu\text{m}$ de l'infrarouge. Le graphe de fluence correspondant à la structure est représenté en [Figure 36.c](#). Il est constitué d'une seule cascade et d'une seule boucle qui correspond à la résonance de cavité entre les deux miroirs semi-métalliques. L'épaisseur h des miroirs intervient dans la construction des sous-matrice S . La règle de Mason appliqué à ce graphe de fluence s'écrit alors:

- $\Delta = 1 - G_1 + 0$
- $G_1 = S_{22}^\beta e^{2ik_{z_2} h_g} S_{22}^\alpha$
- $T_1 = S_{32}^\beta e^{ik_{z_2} h_g} S_{21}^\alpha$ est le gain de la cascade.
- $\Delta_1 = 1 - 0$

ce qui donne pour la transmission à travers la structure :

$$G = T_{\text{FP}} = \frac{S_{32}^\beta e^{ik_{z_2} h_g} S_{21}^\alpha}{1 - (S_{22}^\beta e^{2ik_{z_2} h_g} S_{22}^\alpha)} \quad (34)$$

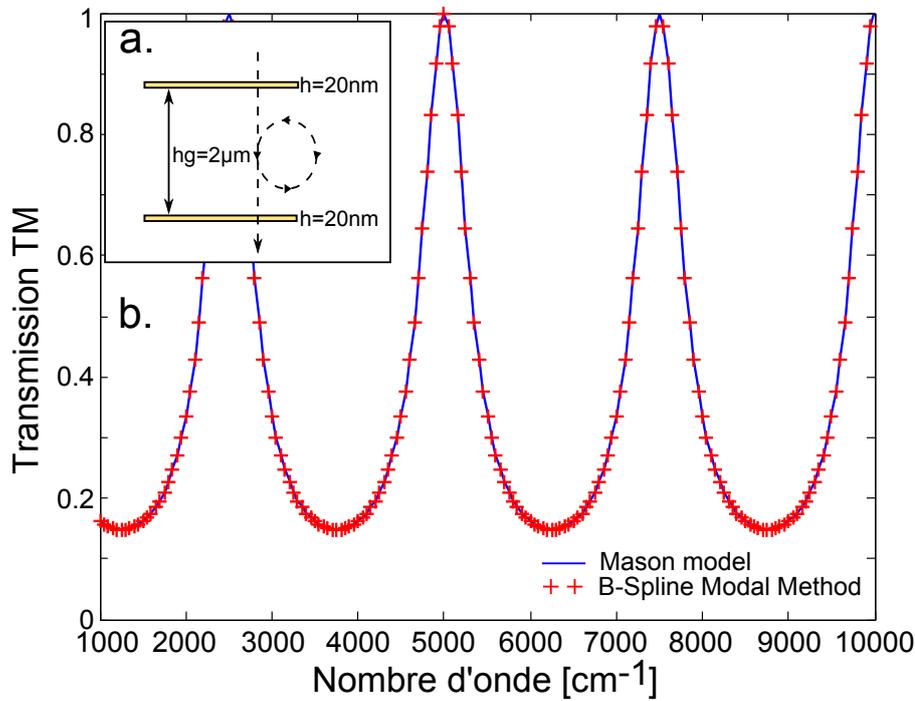


Figure 37: Comparaison entre le modèle algébrique obtenu via la formule de Mason et le calcul exact simulé à l'aide de la méthode modale BMM. a. Schéma et géométrie de la structure. b. La courbe en trait plein bleue correspond au modèle algébrique obtenu via Mason. Les croix rouges correspondent à la transmission exacte à travers la structure simulée avec BMM. Les deux modèles coïncident parfaitement.

On trace alors le modèle analytique obtenu pour $h_g = 2\mu\text{m}$ (courbe en trait plein) en Figure 37 et on compare au résultat issu du calcul exact réalisé via BMM (courbe en pointillés). On constate que les deux courbes se superposent parfaitement, ce qui permet de valider la bonne construction du graphe de fluence et donc l'interprétation du mécanisme physique de transmission à travers la structure.

4.2.3 Intérêt de la méthode

Tout l'intérêt de cette méthode réside dans le fait qu'il est très simple pour l'utilisateur d'établir le graphe de fluence correspondant à l'interprétation qu'il a du mécanisme physique qui a lieu dans sa structure. Le graphe de fluence peut supporter différentes simplifications quant au nombre d'ordres pris en compte et permet de supprimer certaines interférences entre ordres pour en évaluer l'influence. On calculera les différentes cascades et boucles grâce à un algorithme de routage sous Matlab développé par Rob Walton de TRILabs, (Calgary, Canada) ¹. Cette approche phénoménologique des mécanismes optiques résonants expliquant le comportement spectral des structures étudiées est, à notre sens, un réel atout dans la conception de futurs objets optiques résonants capable de répondre aux besoins de filtrage. Ce formalisme rapide s'ajoute à

¹ <http://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/22-mason-m/content/MasonsRule/MasonsRule/mason.m>

la liste d'outils de conception optique en tant que modèle macroscopique pour le design de filtres spectraux. Je l'appliquerai dans la suite de ce chapitre à la structure DMG pour comprendre l'origine de l'extinction de transmission extraordinaire observée au [Chapitre 3](#).

4.3 APPLICATION À LA STRUCTURE DMG

Nous allons donc appliquer le formalisme de Mason à l'étude de la structure DMG afin de comprendre quels sont les mécanismes responsables de l'apparition de l'extinction extraordinaire de la transmission aux hautes longueurs d'onde. Nous chercherons également à comprendre quelle influence a le décalage latéral L entre les réseaux sur le comportement spectral de l'extinction extraordinaire. Dans un premier temps, on se place dans le cas où les réseaux sont parfaitement alignés ($L = 0$), ce qui entraîne une symétrie verticale de la structure.

4.3.1 Cas où les deux réseaux sont alignés

On a constaté précédemment que l'extinction extraordinaire dans la structure DMG n'apparaissait que lorsque les deux réseaux étaient suffisamment proches l'un de l'autre. On suppose donc un rôle des ordres évanescents dans l'origine de ce phénomène. Pour vérifier cette interprétation, on cherche tout d'abord à construire le graphe de fluence associé à la structure. Il est important de rappeler que le réseau est de dimensions sub-longueur d'onde (les fentes ont une largeur inférieure à $\lambda/4$). De ce fait, seul l'ordre 0 propagatif est transmis à travers les réseaux et les ordres supérieurs sont évanescents. Dans cette première étude, les deux réseaux étant parfaitement alignés (i.e. $L = 0$), la structure possède un axe de symétrie vertical ce qui a pour conséquence que les ordres évanescents $+k$ et $-k$ vont par paire de même amplitude comme représenté sur la [Figure 38.a](#). L'[Equation 35](#) représente les amplitudes des k_z calculés avec BMM, pour les cinq premiers ordres transmis dans l'espace entre les réseaux à $\lambda = 5.1\mu\text{m}$, en incidence normale et pour des réseaux de période $d = 3.1\mu\text{m}$, largeur de fente $a = 0.9\mu\text{m}$ et épaisseur $h = 0.3\mu\text{m}$. L'espace entre les réseaux est quant à lui fixé à $h_g = 0.8\mu\text{m}$. On constate que les amplitudes des k_z des couples d'ordres ± 1 et ± 2 sont bien égales. L'amplitude du k_z du mode fondamental est bien un réel pur, et plus les ordres diffractés sont évanescents plus leur partie imaginaire augmente.

$$k_z = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 + 1.3063i \\ 0 + 1.3064i \\ 0 + 3.1347i \\ 0 + 3.1347i \end{pmatrix} \quad (35)$$

J'étudie dans un premier temps un modèle simplifié où seul l'ordre propagatif ainsi que le premier couple d'ordres évanescents $+1$ et -1 sont considérés.

Pour des raisons de symétrie verticale, les ordres $+1$ et -1 sont associés dans un unique mode 1. On a alors un mécanisme décrit par une interférence entre deux modes : Le mode 0 propagatif qui est transmis à travers le premier réseau noté α , et le mode diffracté qui est évanescent dans la cavité. Les deux réseaux étant suffisamment proches l'un de l'autre, on considère que l'amplitude du mode évanescent vue par le réseau β après propagation dans la cavité est non négligeable. Cette propagation a pour valeur $e^{ik_{z_1}h_g}$ (k_{z_1} est complexe). Ainsi, deux boucles résonantes dans la cavité sont à prendre en compte. La première est due au mode fondamental propagatif qui se propage dans la cavité avec une amplitude égale à $e^{ik_{z_0}h_g}$ (k_{z_0} réel), tandis que la deuxième correspond au mode évanescent. A chaque réflexion à l'intérieur de la cavité, une partie de l'amplitude est transmise de l'ordre propagatif vers les ordres évanescents et des ordres évanescents vers le mode propagatif. Enfin, le réseau β étant également structuré sub-longueur d'onde, seul le mode fondamental propagatif est transmis en sortie de la structure. On établit alors le graphe de fluence visible en [Figure 38.b](#).

On applique alors l' [Equation 34](#) de Mason au graphe de fluence établi et on obtient la liste des sources et des boucles rappelées en [Tableau 2](#) .

On compare la formule algébrique obtenue pour la transmission à travers la structure (courbes en pointillés) avec les simulations exactes calculées grâce à BMM (courbes en trait plein). Les deux modèles sont tracés en [Figure 39](#) pour différentes hauteurs de cavité entre les réseaux. On constate un très bon accord entre les deux modèles ce qui nous permet de valider le graphe de fluence établi en [Figure 38.b](#). Lorsque $h_g = 1.0\mu\text{m}$, une légère différence $\Delta\lambda = 46\text{nm}$ apparaît entre les deux modèles (courbe bleue en pointillés). En effet, lorsque la cavité entre les deux réseaux diminue, le couplage entre les réseaux augmente. Les couples d'ordres diffractés évanescents supérieurs ($\pm 2, \pm 3$, etc.) ne sont plus négligeables et il faut les intégrer dans le graphe de fluence pour améliorer l'accord entre les deux modèles. Bien que la méthode soit exactement la même, il devient alors fastidieux d'établir un graphe de fluence pour un système optique résonant mettant en jeu des résonances à N modes avec $N > 3$. Ce formalisme doit rester un outil simple et efficace pour comprendre l'origine des phénomènes physiques qui ont lieu dans la structure et n'a en aucun cas vocation à remplacer une méthode modale exacte.

Nous cherchons donc maintenant à comprendre quels sont les termes (flèches dans le graphe de fluence) qui influencent l'apparition ou la disparition de l'extinction de transmission aux hautes longueurs d'onde. Nous avons vu au paragraphe précédent que la composante évanescente des ordres diffractés était importante. Nous vérifions cela en rendant propagatifs les ordres évanescents dans le modèle algébrique. Il s'agit tout simplement de remplacer les termes de propagation dans la cavité :

$$P_{\text{évanescent}} = e^{ik_{z_1}h_g} = |a| e^{i\phi} \quad \text{avec} \quad |a| < 1 \quad \text{car} \quad k_{z_1} \in \mathbb{C} \quad \text{et} \quad \text{Im}(k_z) > 0 \quad (36)$$

Cascades		
C1	$S_{21}^{\alpha}(0,0)e^{ik_{z_0}h_g}S_{32}^{\beta}(0,0)$	
C2	$S_{21}^{\alpha}(1,0)e^{ik_{z_1}h_g}S_{32}^{\beta}(0,1)$	
C3	$S_{21}^{\alpha}(1,0)e^{ik_{z_1}h_g}S_{22}^{\beta}(0,1)e^{ik_{z_0}h_g}S_{22}^{\alpha}(0,0)e^{ik_{z_0}h_g}S_{32}^{\beta}(0,0)$	
C4	$S_{21}^{\alpha}(1,0)e^{ik_{z_1}h_g}S_{22}^{\beta}(1,1)e^{ik_{z_1}h_g}S_{22}^{\alpha}(0,1)e^{ik_{z_0}h_g}S_{32}^{\beta}(0,0)$	
C5	$S_{21}^{\alpha}(0,0)e^{ik_{z_0}h_g}S_{22}^{\beta}(1,0)e^{ik_{z_1}h_g}S_{22}^{\alpha}(1,1)e^{ik_{z_1}h_g}S_{32}^{\beta}(0,1)$	
C6	$S_{21}^{\alpha}(0,0)e^{ik_{z_0}h_g}S_{22}^{\beta}(0,0)e^{ik_{z_0}h_g}S_{22}^{\alpha}(1,0)e^{ik_{z_1}h_g}S_{32}^{\beta}(0,1)$	
Boucle du 1^{er} ordre		
L11	$S_{22}^{\alpha}(0,1)e^{ik_{z_0}h_g}S_{22}^{\beta}(1,0)e^{ik_{z_1}h_g}$	
L12	$S_{22}^{\alpha}(1,1)e^{ik_{z_1}h_g}S_{22}^{\beta}(1,1)e^{ik_{z_1}h_g}$	
L13	$S_{22}^{\alpha}(1,0)e^{ik_{z_1}h_g}S_{22}^{\beta}(0,1)e^{ik_{z_0}h_g}$	
L14	$S_{22}^{\alpha}(0,0)e^{ik_{z_0}h_g}S_{22}^{\beta}(0,0)e^{ik_{z_0}h_g}$	
L15	$S_{22}^{\alpha}(0,1)e^{ik_{z_0}h_g}S_{22}^{\beta}(0,0)e^{ik_{z_0}h_g}S_{22}^{\alpha}(1,0)e^{ik_{z_1}h_g}S_{22}^{\beta}(1,1)e^{ik_{z_1}h_g}$	
L16	$S_{22}^{\alpha}(1,1)e^{ik_{z_1}h_g}S_{22}^{\beta}(0,1)e^{ik_{z_0}h_g}S_{22}^{\alpha}(0,0)e^{ik_{z_0}h_g}S_{22}^{\beta}(1,0)e^{ik_{z_1}h_g}$	
Boucle du 2^{ème} ordre		
L21	L11 * L13	
L22	L12 * L14	

Table 2: Tableau récapitulatif des termes obtenus en appliquant la formule de Mason au graphe de fluence en figure Figure 38.b.

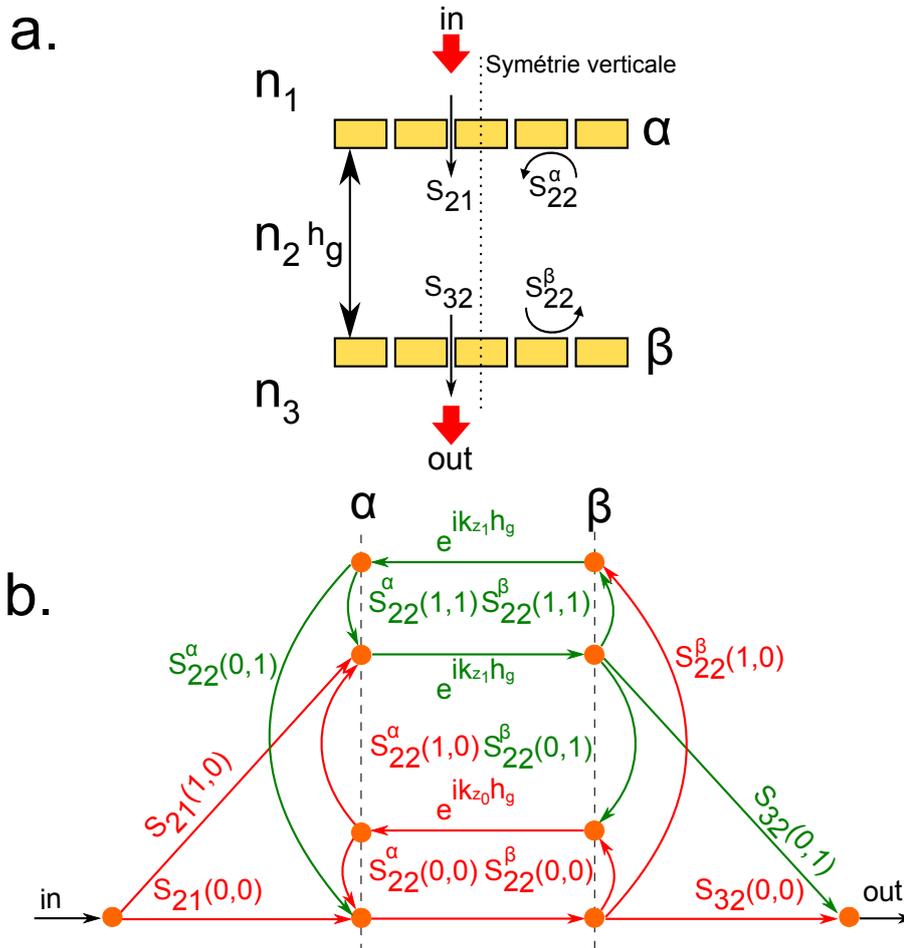


Figure 38: a. Schéma de la structure alignée et coefficients d'amplitude extraits du formalisme de matrice S. b. Graphe de fluence correspondant à la transmission à travers la structure lorsque seul le mode propagatif ainsi que le premier couple d'ordres évanescents sont considérés. Les flèches rouges correspondent aux transferts d'amplitude du mode propagatif vers lui-même ou vers les ordres évanescents. Les flèches vertes représentent les transferts d'amplitude au départ des modes évanescents vers eux-même ou vers le mode propagatif.

en :

$$P_{\text{propagatif}} = e^{i \arg(P_{\text{évanescent}})} = e^{i\phi} \quad (37)$$

On obtient alors la courbe violette sur la [Figure 40](#). On constate que l'extinction de transmission a disparu ce qui tend bien à prouver que la composante évanescente est essentielle à l'origine de ce phénomène.

Lorsque les deux réseaux sont suffisamment proches, les ordres évanescents de chacun des réseaux dialoguent. Ce couplage pourrait se traduire en faisant un abus de langage par une *résonance* verticale des ordres évanescents. Le terme de *résonance* suppose en effet, comme dans le cas du mode propagatif, une propagation dans l'espace défini par la cavité entre les réseaux, ce qui n'est physiquement pas le cas. Cette résonance des ordres évanescents est alors traduite par une boucle dans le graphe de fluence associé à la structure. A chaque réflexion à l'intérieur de la cavité, une partie de l'amplitude est transférée de l'ordre zéro

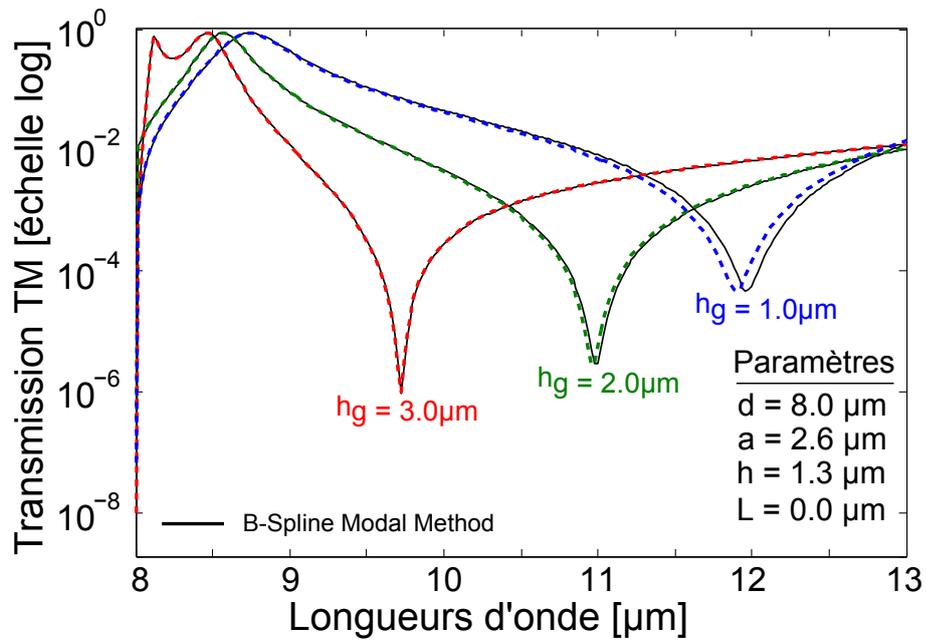


Figure 39: Comparaison entre le modèle algébrique obtenu via la règle de Mason (courbes en couleur) par rapport aux simulations exactes calculées grâce à BMM (courbes en trait plein noir). Les courbes en pointillés correspondent à la transmission obtenue en appliquant la formule de Mason lorsqu'on considère un modèle à 3 ordres et ce pour différentes hauteurs de cavités h_g entre les réseaux.

propagatif vers les ordres évanescents (et des ordres évanescents vers l'ordre propagatif). On a alors un couplage entre les ordres évanescents et l'ordre propagatif. Ainsi, si on considère un nombre de réflexions important dans la cavité, ces multiples canaux résonants vont interférer de manière destructive et donner lieu à l'extinction extraordinaire de la transmission lorsque la condition de phase liée à l'interférence est égale à 2π . L'amplitude de l'extinction extraordinaire est quant à elle uniquement liée à la qualité de la cavité résonante entre les réseaux.

Lorsque les réseaux s'éloignent, on remarque que l'amplitude de l'extinction extraordinaire de la transmission augmente, pouvant atteindre des valeurs inférieures à $T = 10^{-4}\%$. Cette augmentation de l'extinction est due à la diminution de la quantité d'amplitude reçue par les ordres évanescents absorbée dans le métal et ce, à mesure que les réseaux s'éloignent. La Figure 41 représente l'absorption tracée comme $\text{Absorption} = 1 - \text{Réflexion} - \text{Transmission}$ dans la structure en fonction de différentes hauteurs de cavités h_g . On relève alors la valeur de l'absorption aux longueurs d'onde correspondant aux extinctions extraordinaires et on les répertorie dans le Tableau 3. On constate que plus l'espace h_g entre les réseaux est important, plus l'absorption dans la structure est faible à la longueur d'onde d'extinction extraordinaire.

Pour corroborer ces observations on trace la transmission à travers la structure DMG pour une valeur de cavité fixée à $h_g = 1\mu\text{m}$ et on fait varier le coefficient de pertes γ dans l'or. Les résultats sont visibles en Figure 42. Lorsque les pertes dans le métal diminuent, l'épaisseur de peau diminue, ce qui améliore

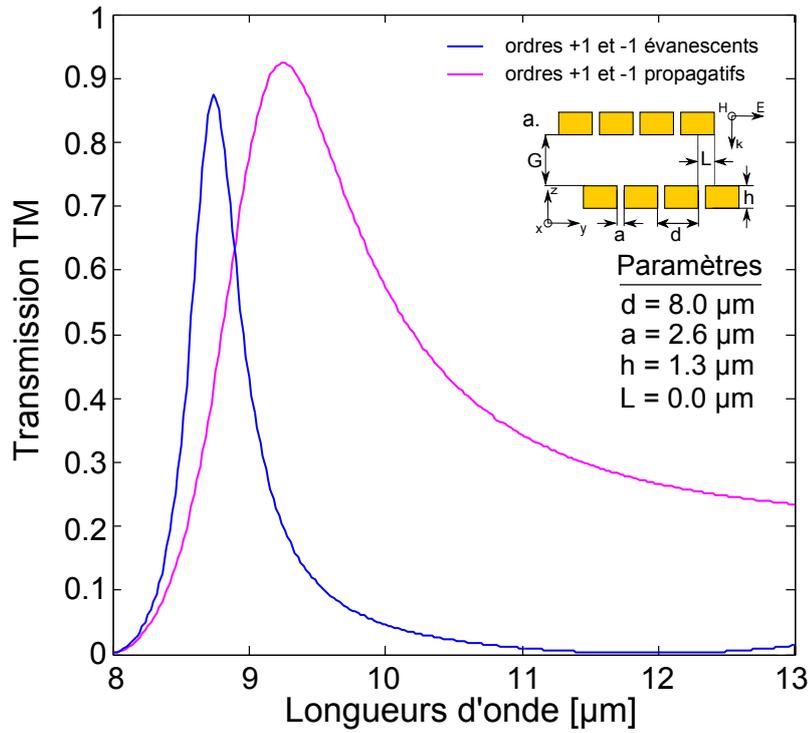


Figure 40: Mise en évidence de l'importance du couplage entre le mode propagatif et le mode évanescent dans l'origine de l'extinction de transmission aux hautes longueurs d'onde. La courbe violette correspond au modèle à 3 ordres mais en rendant artificiellement le premier couple d'ordres diffractés propagatifs au lieu d'évanescents. On constate alors la disparition de l'extinction de transmission aux hautes longueurs d'onde qui était présente dans le cas où les ordres +1 et -1 étaient évanescents (courbe bleue)

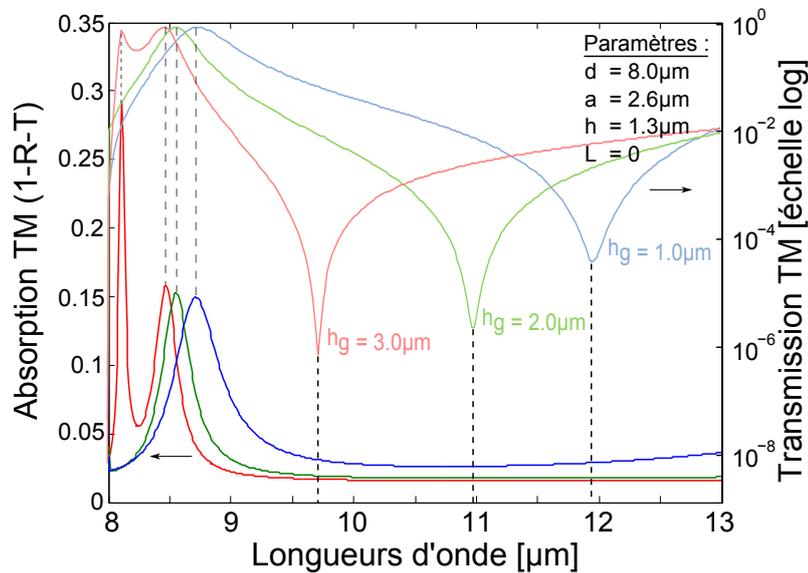


Figure 41: Absorption de la structure DMG calculée comme $A = 1 - R - T$ en fonction de la longueur d'onde pour différentes hauteurs de cavité h_g . La transmission correspondante en fonction de la longueur d'onde est rappelée en filigrane. On constate qu'à la longueur d'onde de l'extinction, l'absorption est plus faible lorsque la hauteur de la cavité entre les réseaux h_g augmente.

Cavité h_g [μm]	λ_{ext} [μm]	Amplitude extinction [%]	Absorption [%]
1	11.90	$5.81 \cdot 10^{-3}$	2.87
2	10.94	$3.26 \cdot 10^{-4}$	1.75
3	9.68	$1.29 \cdot 10^{-4}$	1.69

Table 3: Tableau représentant l'absorption dans la structure à la longueur d'onde d'extinction extraordinaire en fonction de la hauteur de la cavité entre les réseaux.

la qualité de la cavité résonante entre les réseaux. Ainsi on voit l'amplitude à la résonance du filtre augmenter de $T = 84.53\%$ à $T = 91.68\%$ lorsque les pertes sont divisées de moitié ($\gamma = 0.0077 = 2\gamma'$). Cette diminution des pertes se traduit par une augmentation de l'amplitude de l'extinction extraordinaire donc une diminution de la transmission de $T_{\text{ext}} = 5.78 \cdot 10^{-3}\%$ à $T_{\text{ext}} = 1.56 \cdot 10^{-3}\%$. Lorsque les pertes sont nulles (i.e. $\gamma'' = 0$), la conductivité du métal est infinie (i.e. l'épaisseur de peau est très faible) et les plasmons de surface se propagent seulement côté diélectrique à l'interface entre le métal et la cavité entre les réseaux. La cavité est alors parfaite et on obtient une transmission à la résonance de $T = 100\%$ et une augmentation de l'amplitude de l'extinction extraordinaire (donc une diminution de la transmission) $T_{\text{ext}} = 1.44 \cdot 10^{-5}\%$.

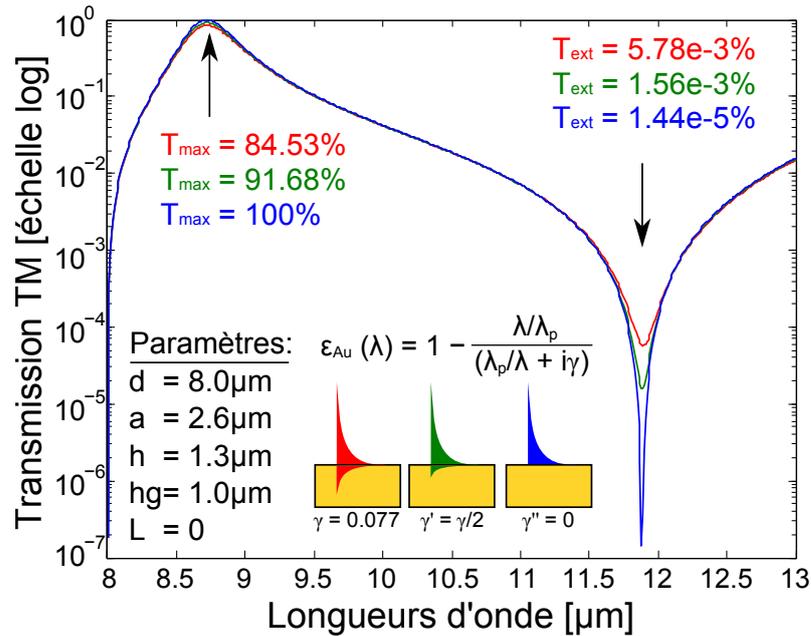


Figure 42: Transmission de la structure DMG pour une cavité $h_g = 1 \mu\text{m}$ en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de pertes dans le métal constituant les réseaux sub-longueur d'onde. On constate que lorsque les pertes diminuent, l'amplitude de l'extinction ainsi que la transmission du filtre à la résonance augmentent sans changer de position spectrale. La diminution des pertes dans le métal augmente la qualité de la cavité et donc favorise l'obtention de résonance de fortes amplitudes.

On peut donc conclure que l'amplitude de l'extinction extraordinaire qui favorise l'efficacité de réjection dans nos filtres spectraux est due à la qualité de la cavité entre les réseaux. En choisissant un métal avec peu de pertes, on peut

ainsi augmenter l'amplitude de l'extinction extraordinaire pour la faire tendre vers un vrai zéro.

Le formalisme de Mason nous a donc permis de mettre en évidence quels étaient les termes importants dans la transmission pour expliquer l'origine de l'extinction de transmission aux hautes longueurs d'onde. Nous cherchons maintenant à comprendre l'influence du décalage latéral ($L \neq 0$) sur la position spectrale de l'extinction de transmission.

4.3.2 Cas où les deux réseaux sont latéralement décalés

Nous avons vu au [Chapitre 3](#) que lorsque le décalage entre les réseaux est non nul (i.e. $L \neq 0$), la position spectrale de l'extinction de transmission aux hautes longueurs d'onde varie. Le décalage entre les réseaux ne modifie pas les sous-matrices S de transmission et réflexion sur les réseaux puisque les paramètres géométriques de ceux-ci n'ont pas changé. Il faut alors rajouter un terme de déphasage lors de la propagation dans la cavité entre les réseaux. Ce terme de déphasage dépend de L et du vecteur d'onde k_x . Il est d'autant plus grand que l'asymétrie verticale entre les deux réseaux est importante. On ne peut alors plus regrouper les ordres $+1$ et -1 en un seul mode évanescent puisqu'ils n'ont pas la même amplitude. Il faut alors modifier le graphe de fluence établi en [Figure 38.b.](#) en considérant un modèle à trois ordres. Il est donc maintenant constitué de trois boucles résonantes visibles en [Figure 43](#) où chaque terme de propagation dans la cavité est découpé en deux flèches avec un noeud virtuel. La première flèche correspond au terme de propagation tandis que la deuxième correspond au déphasage induit par le décalage L entre les deux réseaux. Pour connaître la valeur de ce terme de déphasage, il faut tenir compte du sens de propagation de l'onde dans la cavité entre les réseaux. L'onde transmise à travers le premier réseau α voit un décalage positif $+L$, les termes de déphasage pour la propagation dans la cavité vers le réseau β sont donc égaux à $e^{ik_x m L}$ avec m l'ordre considéré. En revanche, après avoir été réfléchis sur le réseau β , les ordres évanescents ainsi que l'ordre propagatif voient un décalage négatif $-L$. Le terme de déphasage lors de la propagation dans la cavité en direction du réseau α s'écrit alors $e^{-ik_x m L}$ avec m l'ordre considéré.

On applique alors la formule de Mason à ce nouveau graphe de fluence qui est plus général comparé au précédent en [Figure 38.b.](#) Le nombre de cascades et de boucles étant conséquent, nous précisons simplement le nombre de termes à retrouver dans le [Tableau 4](#). La méthode appliquée pour calculer les boucles ainsi que les cascades reste la même que dans le cas précédent où les réseaux étaient parfaitement alignés.

On trace ensuite en [Figure 44](#) le modèle algébrique obtenu pour différentes valeurs de décalage L (courbes en pointillés) que l'on compare avec les résultats issus de la méthode modale exacte BMM (courbes en trait plein). On constate que pour des valeurs de décalage inférieures à $d/4$, $L = 0.2\mu\text{m}$ (courbe bleue), $L = 0.8\mu\text{m}$ (courbe verte), $L = 1.4\mu\text{m}$ (courbe rouge), les deux modèles sont en

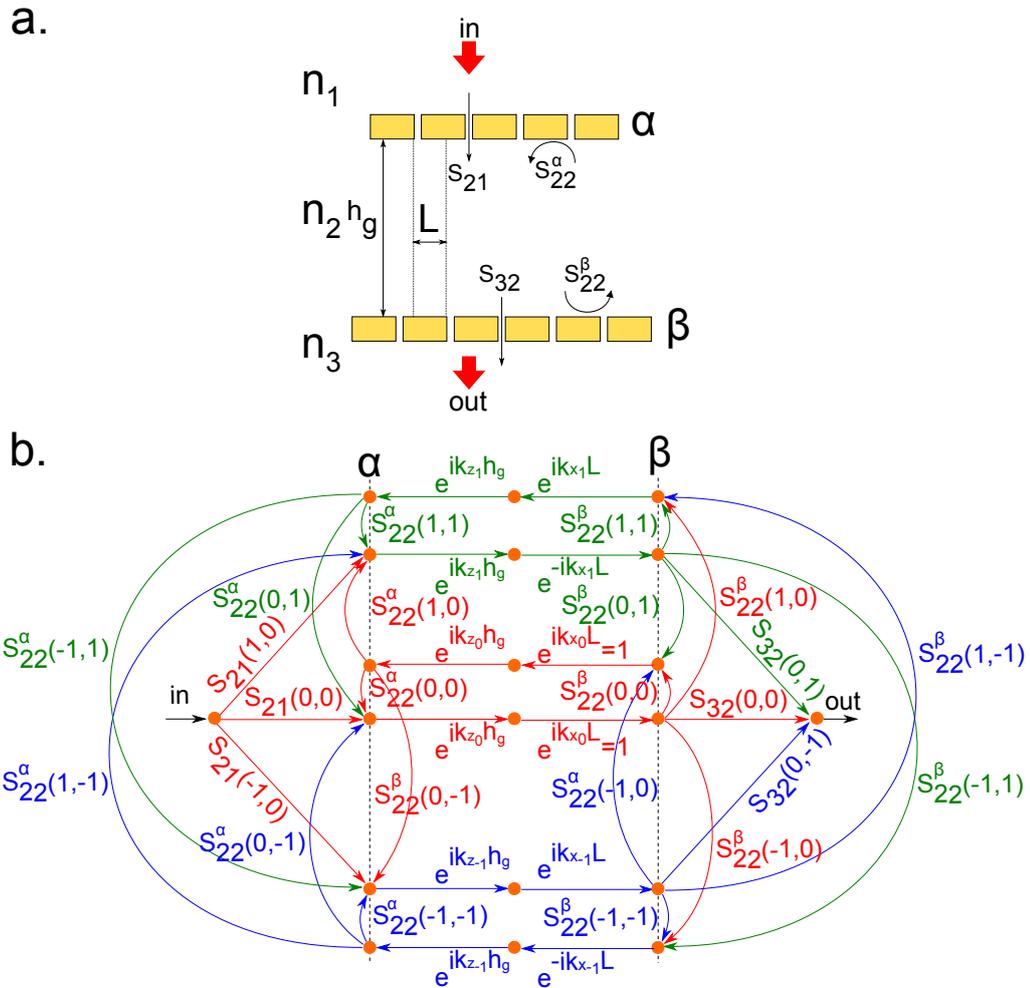


Figure 43: a. Schéma de la structure avec un décalage latéral L non nul entre les réseaux et coefficients d'amplitude extraits du formalisme de matrice S . b. Graphe de fluence correspondant à la transmission à travers la structure lorsque seul le mode propagatif ainsi que le premier couple d'ordres évanescents sont considérés. Les flèches rouges correspondent aux transferts d'amplitude du mode propagatif vers lui-même ou vers les ordres évanescents. Les flèches vertes représentent les transferts d'amplitude au départ des modes évanescents vers eux-mêmes ou vers le mode propagatif.

très bon accord. Lorsque le décalage est proche de $L = 1.8\mu\text{m} \sim d/4$, on constate que le modèle de Mason à trois ordres (courbe rose) n'est plus adapté pour décrire la transmission de la structure. Cette différence entre les deux modèles est due au fait que l'on néglige le rôle des ordres diffractés supérieurs. En effet on a vu au [Section 3.1.2.3](#) que l'anomalie de Rayleigh Wood, visible ici pour $\lambda_{RW} = d = 8\mu\text{m}$, marque le passage d'un ordre évanescent à propagatif. Ainsi, pour des longueurs d'onde plus courtes que λ_{RW} , le premier couple d'ordres diffractés n'est plus évanescent mais propagatif. La contribution évanescente nécessaire à la création de l'anomalie, comme on l'a vu sur la [Figure 39](#), n'est plus dominée par le premier couple d'ordres diffractés dont la partie imaginaire est de plus en plus faible à mesure que l'extinction de transmission se rapproche de $\lambda = \lambda_{RW}$ mais plutôt par les ordres supérieurs $\pm 2, \pm 3$ etc.

En résumé, lorsque l'asymétrie augmente suffisamment dans la structure ($d/2 \geq L \geq d/4$), l'extinction de transmission se décale vers les longueurs d'onde

Nombre de cascades	57
Nombre de boucles du 1 ^{er} ordre	39
Nombre de boucles du 2 ^{ème} ordre	36
Nombre de boucles du 3 ^{ème} ordre	6

Table 4: Tableau récapitulatif des termes obtenus en appliquant la formule de Mason au graphe de fluence en figure Figure 43.b.

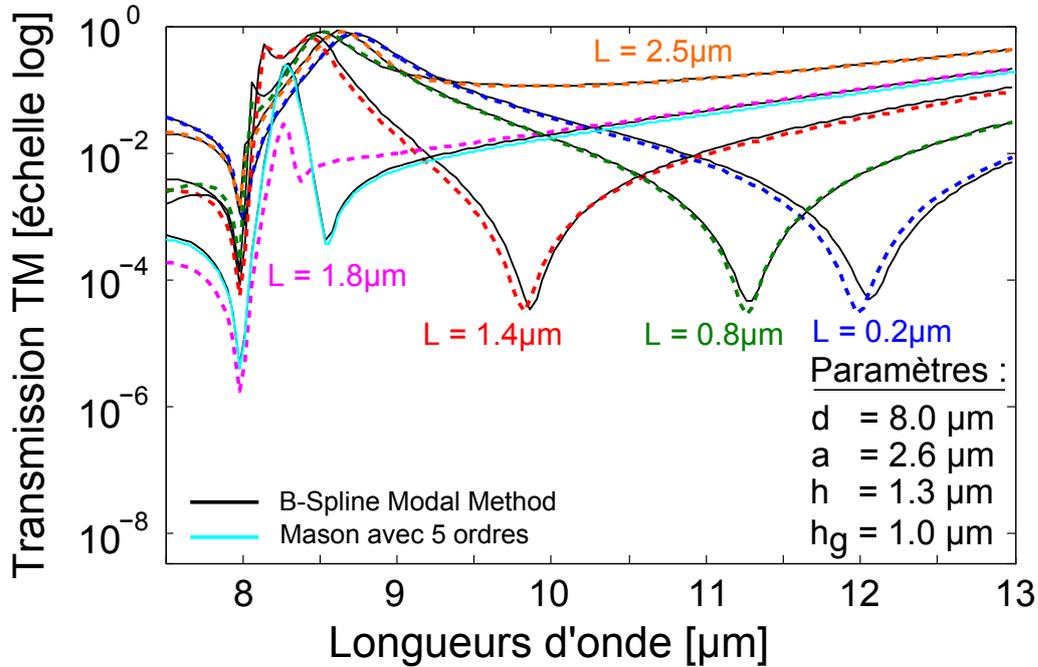


Figure 44: Comparaison entre le modèle algébrique obtenu à partir de la formule de Mason (courbes en couleur) par rapport aux simulations exactes réalisées via BMM (courbes en trait plein noir). Les courbes en pointillés correspondent au modèle à 3 ordres pour différentes valeurs de décalage L entre les réseaux. La courbe en trait plein cyan correspond au modèle algébrique obtenu en appliquant la formule de Mason lorsqu'on considère l'ordre propagatif ainsi que les deux premiers couples d'ordres diffractés ± 1 et ± 2 .

inférieures ou égale à λ_{RW} et il faut augmenter le nombre d'ordres diffractés pris en compte de manière à retrouver un bon accord entre les calculs exacts et le modèle algébrique de Mason. La courbe cyan en Figure 44 correspond au modèle algébrique de Mason obtenu en considérant l'ordre zéro propagatif et les deux premiers couples d'ordres diffractés. On retrouve un excellent accord avec les simulations exactes en trait plein noir. Lorsque L continue d'augmenter ($d/4 \leq L \leq d/2$), l'extinction de transmission existe toujours mais pour des longueurs d'onde plus courtes que l'anomalie de Rayleigh-Wood. Par conséquent, le modèle de Mason à 3 ordres suffit pour décrire la transmission de la structure sur la bande $8 - 12 \mu\text{m}$. Pour obtenir l'accord entre les deux modèles à des longueurs d'onde plus courtes, il faudrait prendre un nombre d'ordres plus grand. On notera que dans notre étude, le décalage L prend pour valeur maximum $L = d/2$ pour des raisons évidentes de symétries verticales.

4.3.3 Combinaison d'extinctions quasi parfaites

Nous avons donc mis en évidence l'origine de cette extinction de transmission hautes longueurs d'onde et compris de quelle manière les paramètres de positionnement des réseaux G et L impactaient la transmission de la structure.

Nous proposons donc de nous servir de cette compréhension de la phénoménologie de la structure pour concevoir et optimiser un filtre hautes performances alliant une transmission extraordinaire et une réjection très large bande. La structure est composée de trois réseaux sub-longueurs d'onde mis en cascade. Les réseaux sont conçus identiques pour exalter une transmission extraordinaire à $\lambda = 3.28\mu\text{m}$. et maximiser l'amplitude de la transmission $T_{\text{max}} = 62.2\%$. La variable h_{g1} définit la position de l'extinction de transmission 1 visible pour $\lambda = 4.42\mu\text{m}$. Les variables h_{g2} et L sont choisies différentes de h_{g1} pour obtenir une deuxième extinction visible pour $\lambda = 4.88\mu\text{m}$. La transmission correspondant à cette géométrie est représentée en Figure 45. Elle est comparée à la transmission à travers une structure type DMG avec $h_{g1} = 0.8\mu\text{m}$ et $L = 0$ en courbe bleue et une autre structure type DMG avec $h_{g2} = 0.4\mu\text{m}$ et $L = 0.1\mu\text{m}$ en courbe rouge.

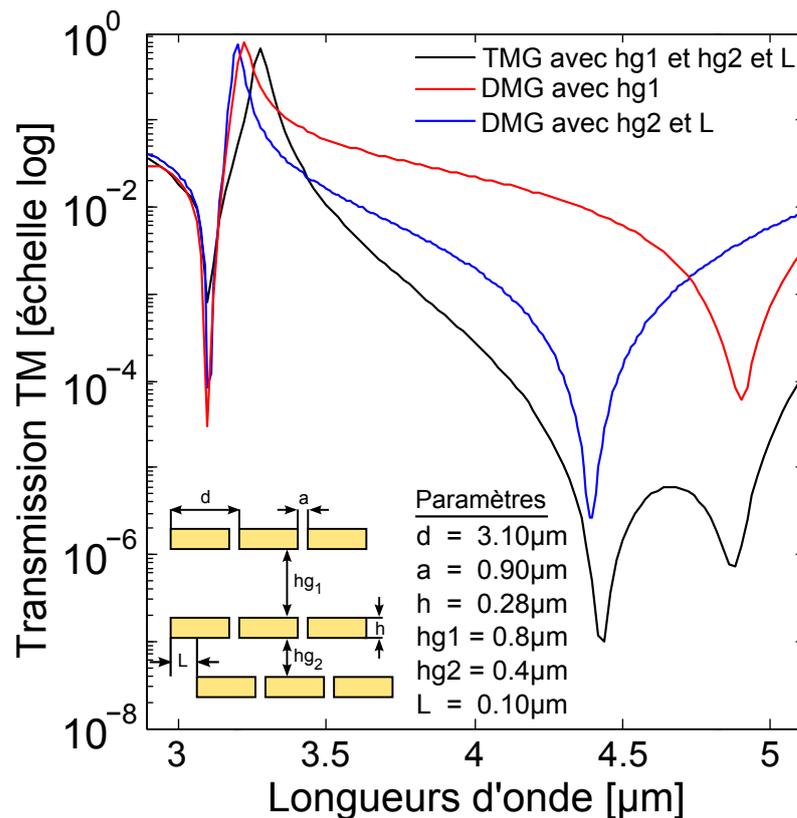


Figure 45: Façonnage de la transmission. a. Structure TMG. b. Comparaison entre la transmission à travers une structure type DMG avec $h_{g1} = 1\mu\text{m}$ (courbe bleue), une structure DMG avec $h_{g2} = 0.6\mu\text{m}$ (courbe rouge) et une structure type TMG avec $h_{g1} = 1\mu\text{m}$ et $h_{g2} = 0.6\mu\text{m}$. On constate que la position spectrale de chacune des extinctions aux hautes longueurs d'onde est indépendante de l'empilement des réseaux.

On constate que les positions spectrales des extinctions sont quasi-identiques. Le premier réseau (respectivement le troisième) a donc peu d'influence sur la position spectrale de l'extinction du DMG₂ (respectivement DMG₁). On réalise alors une structure dont la transmission (courbe noire) à la résonance est égale à $T_{\max} = 62.2\%$ et dont l'amplitude en dehors de la bande passante est inférieure à 0.01% sur une très large bande spectrale allant de $4.08\mu\text{m}$ à $5.1\mu\text{m}$. La transmission est même inférieure à $T = 5.10^{-4}\%$ entre $\lambda = 4.32\mu\text{m}$ et $\lambda = 4.92\mu\text{m}$ avec un minimum à $T = 1.09.10^{-5}\%$ soit deux ordres de grandeurs de mieux par rapport au minimum de transmission atteint par la structure DMG avec les mêmes géométries. Cette structure, adaptée au proche infrarouge, présente donc un fort potentiel pour la détection du rayonnement Nightglow présenté en [Section 3.4.1](#).

4.4 APPLICATION À UNE STRUCTURE EN RÉFLEXION

L'extinction extraordinaire de la transmission que nous avons observée dans la structure DMG est due à un couplage entre l'ordre propagatif et les ordres évanescents. Ce couplage allié à une condition de phase favorable donne lieu à un vrai zéro de transmission pour une longueur d'onde donnée. Le flux non transmis est majoritairement réfléchi et il y a peu d'absorption dans la structure à la longueur d'onde d'extinction extraordinaire. Nous nous posons alors la question suivante. Est-il possible d'éteindre également la réflexion dans une structure réfléchissante? Pour cela nous présentons le cas d'une structure tout diélectrique baptisée FIDEL (Filtre Infrarouge Di ELectrique) [12] dont une représentation est visible en [Figure 46.a](#).

Dans leur article, Ghenuche et al. [12] montrent que cette structure qui est constituée de barreaux en nitrure de silicium de $0.3\mu\text{m}$ de section efficace et de période $d = 3\mu\text{m}$ admet une réflexion extraordinaire autour de $\lambda = 3.2\mu\text{m}$. Le spectre en réflexion de la structure est représenté en [Figure 46.b](#). Malgré un facteur de remplissage autour de 16% (des entretoises de maintien dont la période est très grande devant celle du réseau sont présentes pour des raisons de rigidité mécanique), admet une réflexion extraordinaire d'amplitude supérieure à 60% . Cette résonance, qui juxtapose un maximum et un minimum de réflexion à la manière d'un mécanisme de type Fano [42], est présentée comme la somme de deux phénomènes. En effet, chaque poutre du réseau se comporte comme un dipôle semi-infini dans le plan du réseau qui va ré-émettre un champ proportionnel à son moment dipolaire. Lorsque $\lambda \sim d$, le moment dipolaire de chacun des barreaux devient la somme des ondes planes et des champs diffractés par les autres barreaux [77]. Ainsi, ils interagissent de manière destructive avec le canal de transmission direct à travers le réseau, entraînant une extinction quasi-totale de la transmission, mais également de manière constructive avec l'onde réfléchie sur la structure, entraînant l'apparition d'une résonance extraordinaire.

Ainsi si on superpose deux réseaux en diélectrique, on peut s'attendre à obtenir une extinction de la réflexion aux hautes longueurs d'onde. Le graphe

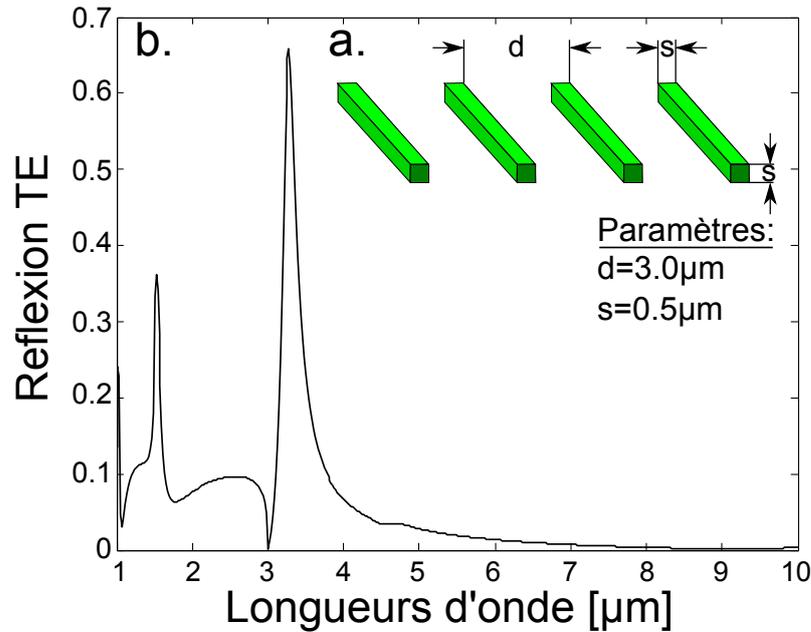


Figure 46: a. insert schéma de la structure "Fidel". La période du réseau en diélectrique (nitrure de silicium d'indice $n_{\text{Si}_3\text{N}_4} \sim 2$) est de $d = 3.0\mu\text{m}$ et les barreaux sont de section carrée $s = 0.5\mu\text{m}$. b. Spectre en réflexion TE de la structure présentée en insert. Le facteur de remplissage de la structure est inférieur à 20% pourtant le filtre admet une réflexion extraordinaire autour de $\lambda = d$ supérieure à 60%.

de fluence en [Figure 47](#) présente le mécanisme de réflexion lié à la structure constituée de deux réseaux en diélectrique.

On constate que le graphe de fluence est assez similaire à celui de la structure DMG en [Figure 43](#). La différence provient du fait que le noeud de sortie est maintenant en réflexion, ce qui a pour conséquence l'ajout de quatre termes supplémentaires :

- ❶ $S_{11}^\alpha(0,0)$: réflexion de l'ordre propagatif sur le réseau d'entrée.
- ❷ $S_{12}^\alpha(0,0)$: transmission de l'ordre propagatif vers lui-même, de la cavité vers le milieu extérieur.
- ❸ $S_{12}^\alpha(0,1)$: transmission de l'ordre évanescent +1 vers l'ordre propagatif, de la cavité vers le milieu extérieur.
- ❹ $S_{12}^\alpha(0,-1)$: transmission de l'ordre évanescent -1 vers l'ordre propagatif, de la cavité vers le milieu extérieur.

On applique alors la formule de Mason au graphe de fluence et on obtient le [Tableau 5](#) récapitulatif des boucles et cascades correspondant à la réflexion de la structure.

On trace en [Figure 48](#), le modèle algébrique obtenu via la formule de Mason que l'on compare aux simulations numériques exactes.

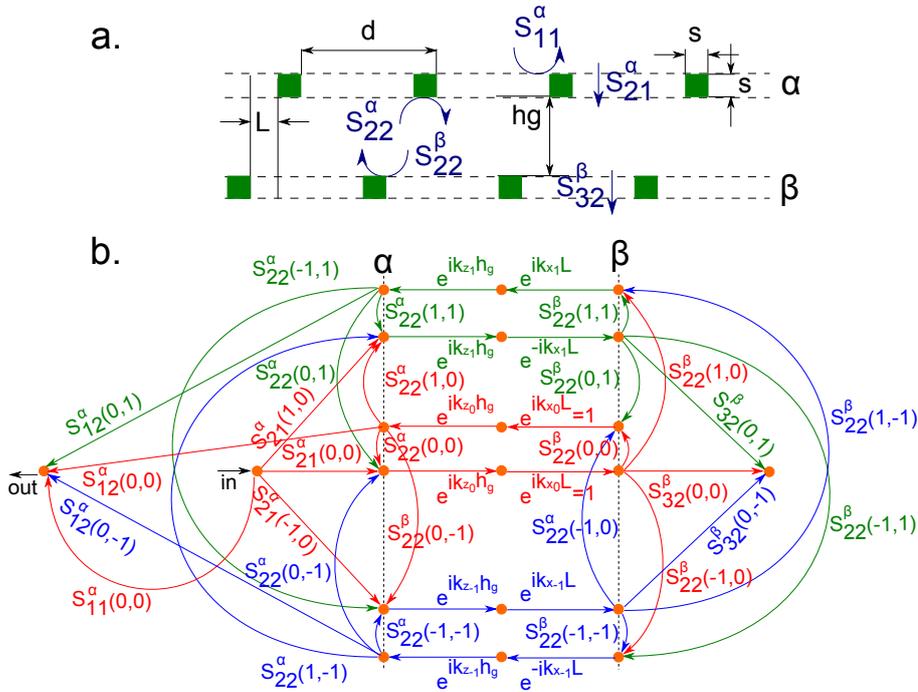


Figure 47: a. Schéma. b. Graphe de fluence correspondant à la réflexion de la structure composée de deux réseaux diélectriques superposés. Les flèches rouges représentent les transferts d'amplitude de l'ordre 0 vers les ordres diffractés supérieurs ou vers lui-même. Les flèches bleues (resp. vertes) représentent les transferts d'amplitude de l'ordre -1 (resp. +1) vers les autres ordres et vers lui-même.

Nombre de cascades	82
Nombre de boucles du 1^{er} ordre	39
Nombre de boucles du 2^{ème} ordre	36
Nombre de boucles du 3^{ème} ordre	6

Table 5: Tableau récapitulatif des termes obtenus en appliquant la formule de Mason au graphe de fluence en Figure 47.b.

On constate là encore un très bon accord entre les deux modèles ce qui tend à confirmer que l'on a bien modélisé la réflectance de la structure. Si l'on observe maintenant le spectre correspondant à la structure DDG plus en détail, on constate qu'à l'inverse de la structure DMG, l'extinction extraordinaire de la réflexion se déplace vers les hautes longueurs d'onde lorsque l'espace entre les réseaux augmente et ce en suivant une loi de type Fabry-Perot comme le montre la Figure 49. On peut alors modéliser le comportement spectral de cette extinction de la réflexion par l'équation suivante :

$$h_g = \left(\frac{2 * p + 1}{4} - k_\lambda \right) * \lambda - \beta \quad (38)$$

avec p l'ordre diffracté par le réseau considéré, λ la longueur d'onde en microns, k_λ une constante dépendante de λ qui correspond au déphasage induit par la transmission à travers les réseaux et β une constante (égale ici à $0.7\mu\text{m} \sim 2h$) qui

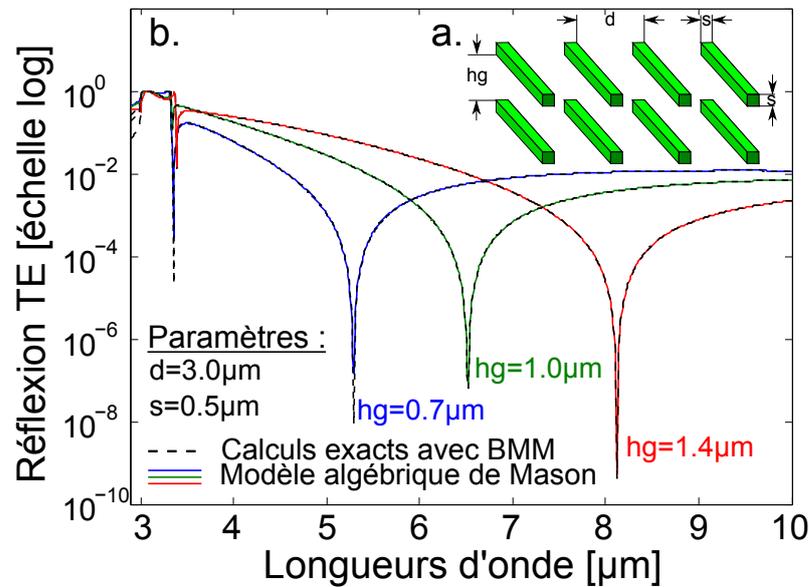


Figure 48: a. Schéma de la structure "DDG" pour Dual Dielectric Grating. b. Comparaison entre le modèle algébrique obtenu en appliquant la formule de Mason au graphe de fluence en Figure 47.b. pour trois hauteurs de cavités: $h_g = 0.7\mu\text{m}$ (courbe bleue), $h_g = 1.0\mu\text{m}$ (courbe verte), $h_g = 1.4\mu\text{m}$ (courbe rouge) avec la méthode modale exacte (courbes en pointillés noirs)

correspond à l'incertitude sur la hauteur de la cavité (l'hypothèse d'interfaces réfléchissantes infiniment fines est trop restrictive, et il faut tenir compte de l'épaisseur non nulle des barreaux de chacun des réseaux).

La réflexion extraordinaire atteint $R = 96.3\%$ à $\lambda = 3.36\mu\text{m}$ et est juxtaposée avec un minimum de réflexion $R = 1.4 \times 10^{-2}\%$ à $\lambda = 3.38\mu\text{m}$. En 20nm de décalage spectral, on passe donc d'un maximum de réflexion à un minimum ce qui est assez atypique comme comportement. La possibilité de contrôler la position spectrale de l'extinction extraordinaire de réflexion offre également des perspectives intéressantes sur la conception de cavité laser. En effet, la structure DDG étant un miroir quasi parfait dont la longueur d'onde est choisie en fonction des paramètres géométriques du réseau, on peut imaginer concevoir une structure réfléchissante à la longueur d'onde de pompe du laser. L'extinction quant à elle sera positionnée à la longueur d'onde d'émission du signal laser ce qui permettra d'avoir une cavité transparente pour le signal.

A la lecture de la Figure 49, il semblerait que le modèle Fabry-Perot ne soit pas tout à fait adapté pour décrire le comportement de l'extinction de réflexion aux basses longueurs d'onde. Il existe donc plusieurs régimes de comportement spectral en fonction de l'écart h_g entre les réseaux. Pour vérifier cette hypothèse, nous traçons en Figure 50, l'évolution du spectre en réflexion de la structure en fonction du décalage L pour différentes valeurs de cavité h_g . Pour $h_g = 0.5\mu\text{m}$, on constate la présence de deux extinctions de la réflexion. La première aux courtes longueurs d'onde se décale vers les basses longueurs d'onde à mesure que le décalage L entre les réseaux augmente, ce qui est cohérent avec le comportement spectral observé pour l'extinction de la transmission dans la structure DMG. En

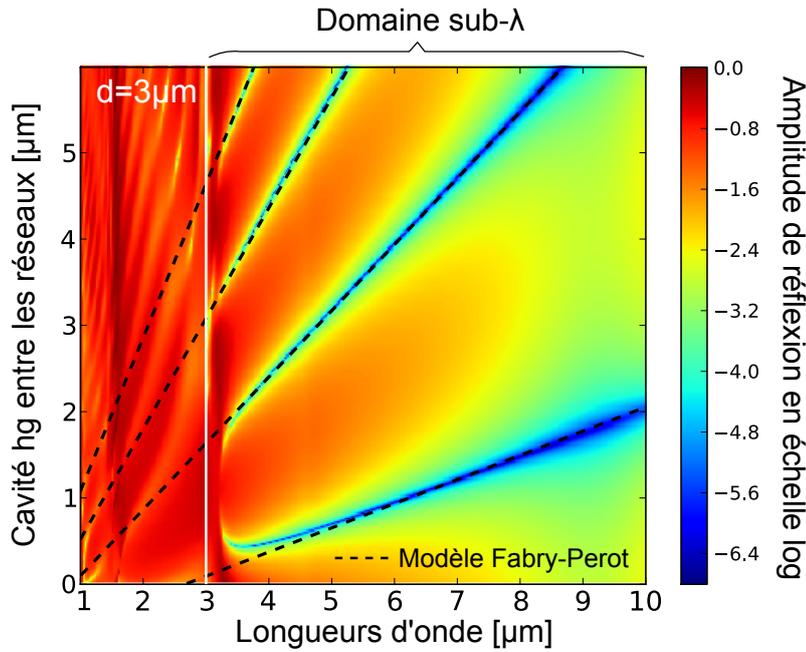


Figure 49: Evolution du spectre en réflexion de la structure DDG en fonction de l'espace h_g entre les réseaux. Les lignes noires correspondent à un comportement Fabry-Perot pour l'ordre p considéré. On constate qu'aux hautes longueurs d'onde, le comportement spectral de l'extinction extraordinaire de réflexion peut être approximé par un résonateur de Fabry-Perot. Au courtes longueurs d'onde, on constate la présence d'une extinction de la réflexion qui se juxtapose avec la résonance extraordinaire.

revanche, l'extinction aux hautes longueurs d'onde présente en Figure 50.b. se décale vers les hautes longueurs d'onde lorsque L augmente. Ce comportement est symétrique par rapport à $L = d/2$. Cette extinction n'est donc pas tout à fait un Fabry-Perot comme présenté en Figure 49 puisque les ordres évanescents jouent encore un rôle non négligeable. Pour une hauteur de cavité plus importante entre les réseaux, $h_g = 1.2\mu\text{m}$, on constate en Figure 50.c. que l'extinction est quasi-indépendante du décalage L entre les réseaux. On est alors dans un régime purement Fabry-Perot. On peut définir sur la Figure 50.a. en accord avec la validité du modèle Fabry-Perot en Figure 49, des domaines spectraux qualitatifs suivant que l'extinction soit de type extraordinaire comme dans la structure DMG ou de type Fabry-Perot hybride ou non.

CONCLUSION

Nous avons donc présenté ici une adaptation du formalisme de Mason pour des structures optiques résonantes ce qui sera, nous l'espérons, très utile dans l'étude de structures mettant en jeu des mécanismes d'interférences multi-ondes. Cette méthode a été appliquée dans deux cas, avec succès, pour comprendre les mécanismes qui régissent la transmission à travers la structure en réseaux superposés qu'ils soient parfaitement alignés ou non. Nous avons mis en évidence que l'extinction de transmission aux hautes longueurs d'onde était due à une interférence à au moins 3 ondes entre le mode fondamental propagatif et un couple d'ordres diffractés évanescents. Nous avons démontré que cette extinction quasi-

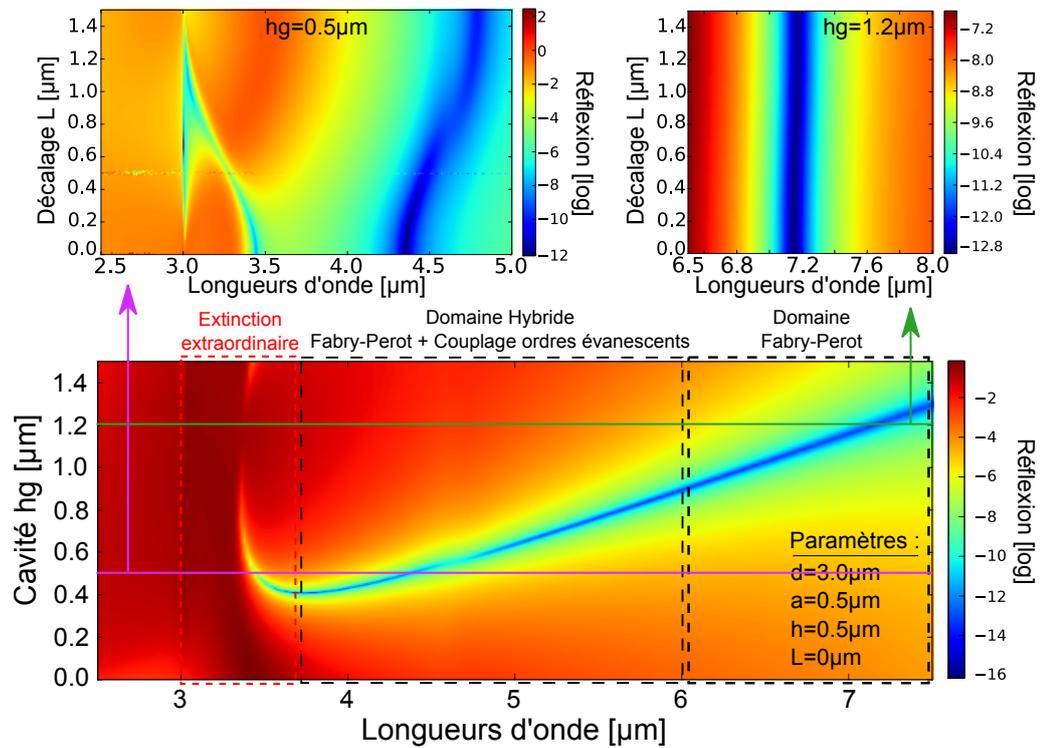


Figure 50: a. Evolution du spectre en réflexion de la structure DDG en fonction de l'espace h_g entre les réseaux avec $L = 0$. b. Evolution du spectre en réflexion de la structure en fonction du décalage L entre les réseaux pour $h_g = 0.5\mu\text{m}$. On constate que l'extinction aux courtes longueurs d'onde se décale vers les basses longueurs d'onde comme dans le cas de la structure DMG. L'extinction aux hautes longueurs d'onde se décale vers les hautes longueurs d'onde lorsque L augmente. Il s'agit d'un régime hybride Fabry-Perot couplé avec les ordres évanescents des réseaux. c. Evolution du spectre en réflexion de la structure en fonction du décalage L pour $h_g = 1.2\mu\text{m}$. On constate cette fois-ci que la position spectrale de l'extinction est quasi-indépendante du décalage L . On est dans un régime purement Fabry-Perot.

parfaite de la transmission était due à de multiples transferts d'amplitude entre les ordres évanescents et l'ordre propagatif à chaque réflexion dans la cavité formée par les deux miroirs superposés. Nous avons également expliqué l'origine et la valeur du terme de déphasage responsable du décalage spectral vers les basses longueurs d'onde de l'extinction lorsque les réseaux sont non-alignés.

Cette compréhension des origines et du comportement spectral de cette anomalie de transmission nous a également permis de proposer une structure filtrante basée sur la mise en cascade de trois réseaux sub-longueur d'onde pour obtenir un filtre hautes performances alliant une transmission à la résonance supérieure à 60% et une transmission hors bande passante inférieure à 0.01% sur la bande 4 – 5μm. Cette structure permet de conjuguer deux extinctions de transmission hautes longueurs d'onde dont les positions spectrales peuvent être accordées séparément pour par exemple diminuer en temps réel la largeur à mi-hauteur de la résonance tout en gardant une transmission minimale en dehors de la bande passante.

Nous avons également mis en évidence que le phénomène d'extinction pouvait exister dans une structure en réflexion pourvu que celle-ci allie la présence d'un ordre propagatif couplé avec des ordres évanescents. Le comportement spectral de ces extinctions de la réflexion dans les structures suspendues en diélectrique a été investigué en détail pour vérifier qu'il s'agissait bien du même phénomène que dans la structure DMG. Nous avons étudié la structure en réflexion en fonction du décalage entre les réseaux pour vérifier que cette extinction n'était pas simplement une résonance de type Fabry-Perot. Nous avons alors mis en évidence l'existence d'un domaine spectral pour lequel les deux réseaux sont fortement couplés et entraînent la création d'une extinction de la réflexion de type "extraordinaire". Lorsque les réseaux s'éloignent, les extinctions de la réflexion tendent vers un comportement de type purement Fabry-Perot ce qui est cohérent avec la diminution du couplage entre les réseaux. Cette étude démontre l'efficacité du formalisme de Mason qui peut également s'appliquer à des structures en réflexion.

Le formalisme de Mason est donc un bon outil macroscopique et heuristique pour comprendre la physique multi-ondes des structures optiques résonantes et ainsi tirer des règles de conception pour le design de nouvelles générations de filtres spectraux hautes performances.

VALIDATION EXPÉRIMENTALE DE L'EXISTENCE DE L'EXTINCTION EXTRAORDINAIRE

Sommaire

5.1	Une absence de preuve expérimentale en infrarouge . . .	71
5.2	Mise en évidence expérimentale	72
5.2.1	Source accordable infrarouge	73
5.2.2	Détecteur infrarouge refroidi	74
5.2.2.1	Caractéristiques du détecteur InSb . . .	74
5.2.2.2	Bilan radiométrique	76
5.2.3	Conception de la structure à caractériser	77
5.2.3.1	Choix du diélectrique d'encapsulation .	77
5.2.3.2	Géométries de la structure	77
5.2.3.3	Procédé de fabrication	79
5.2.4	Caractérisation des échantillons	81
5.2.4.1	Influence de la couche de nitrure	83
5.2.4.2	Influence des épaisseurs de couche . . .	83
5.3	Agilité spectrale de l'extinction extraordinaire	85
5.3.1	Principe du banc optique	86
5.3.1.1	Platine hexapode piézoélectrique	87
5.3.1.2	Conception de portes échantillons	87
5.3.2	Procédure d'alignement des réseaux	89
5.3.2.1	Epuration du faisceau laser visible	89
5.3.2.2	Mise en place des échantillons et alignement du laser	90
5.3.2.3	Réglage fin de la position des réseaux .	91
5.3.3	Procédure d'alignement de la source infrarouge .	95
5.3.4	Mesures de spectres à différentes altitudes	97
5.3.5	Fabrication d'échantillons surélevés	100

5.1 UNE ABSENCE DE PREUVE EXPÉRIMENTALE EN INFRAROUGE

Nous avons vu précédemment que, dans le cas de la structure en transmission composée de deux réseaux métalliques sub-longueur d'onde en interaction *champ proche*, l'extinction extraordinaire de transmission aux hautes longueurs

d'onde offre des perspectives de filtrage très intéressantes. En effet, la possibilité d'encadrer la transmission extraordinaire par deux zéros de transmission dont on contrôle la position spectrale, ouvre la voie à des filtres hautes performances à forte rejection qui sont des candidats idéaux pour l'imagerie multispectrale infrarouge. Le premier zéro, situé aux basses longueurs d'onde, a été très largement étudié [78, 29] et correspond à l'anomalie de Rayleigh-Wood [31, 33, 26]. Il correspond au passage d'un ordre propagatif à évanescent et est situé à $\lambda = d/n$ avec d la période du réseau et n l'indice dans les fentes. De nombreuses réalisations expérimentales confirment l'existence de cette anomalie de Rayleigh-Wood. En revanche, il n'en est pas de même pour l'extinction de transmission aux hautes longueurs d'onde que l'on a observée dans les chapitres précédents. En effet, dans leur article paru en 2006, Chan et al. [53] présentent une structure en bande $3 - 5\mu\text{m}$ qui est constituée de deux réseaux identiques en aluminium (Al) noyés dans de l'oxyde de silicium (SiO_2). Ils se focalisent ensuite sur l'étude de la transmission de cette structure et constatent qu'elle admet une transmission au moins égale à celle d'un simple réseau sub-longueur d'onde. Ils font alors varier l'alignement L dans leur structure et constatent que la transmission extraordinaire chute brutalement lorsque le décalage entre les réseaux prend pour valeur $L \sim d/4$. Mais là encore, ils justifient cette extinction de la transmission par une opposition de phase dans le champ magnétique entre le premier réseau et le deuxième réseau et on ne retrouve pas trace d'un phénomène d'anomalie. En 2010, Akiyama et al. [64] superposent dans le térahertz (THz) deux réseaux de période $d = 600\mu\text{m}$, largeur de fente $a = 160\mu\text{m}$ et épaisseur $h = 1300\mu\text{m}$. L'espace entre les réseaux est fixé à $G = 80\mu\text{m}$ tandis que l'alignement L entre les réseaux varie de $L = 0$ à $L = 300\mu\text{m}$ ($= d/2$). Ils constatent alors l'existence d'une anomalie de transmission dont la longueur d'onde de résonance varie avec la position relative des deux réseaux superposés. Les matériaux se comportant de manière différente selon qu'on soit dans le domaine du THz ou dans le moyen infrarouge, je tenterai d'aller plus loin en transposant cette expérience dans notre domaine d'intérêt à savoir la bande $3 - 5\mu\text{m}$.

5.2 MISE EN ÉVIDENCE EXPÉRIMENTALE DE L'EXTINCTION EXTRAORDINAIRE

On rappelle que l'on cherche à vérifier l'existence d'une extinction de la transmission aux hautes longueurs d'onde dans la structure DMG. Ce phénomène, bien que très marqué en échelle log comme on l'a vu en [Section 3.3.2.2](#), n'en reste pas moins difficile d'observation en pratique car nous faisons face à la limitation de résolution des appareils classiques. En effet, un spectromètre infrarouge à transformée de Fourier, très utile pour mesurer un large spectre, possède une résolution radiométrique qui est de l'ordre du pourcent ou du dixième de pourcent de l'intensité transmise. Ce pouvoir de résolution n'est pas suffisant pour caractériser notre structure puisque l'amplitude de l'extinction est inférieure voire très inférieure à $T = 10^{-2}\%$. Pour dépasser cette limite de résolution de mesure, nous choisissons d'utiliser une source infrarouge accordable de forte brillance associée à un détecteur infrarouge large bande.

5.2.1 Source accordable infrarouge

La source infrarouge dont nous avons besoin pour l'expérience doit être à la fois très signée spectralement pour résoudre l'extinction mais également de forte puissance pour permettre de dépasser les limites de résolution des appareils classiques. Pour ces raisons, notre choix s'oriente vers l'utilisation d'un oscillateur paramétrique optique (OPO) bande II. Il s'agit d'une source de lumière cohérente et monochromatique dont le signal ω_s est compris entre $\lambda = 1.4\mu\text{m}$ et $\lambda = 1.7\mu\text{m}$ et le complémentaire appelé idler ω_c émet entre $\lambda = 3.3\mu\text{m}$ et $\lambda = 4.3\mu\text{m}$. La conservation de l'énergie du signal de pompe ω_p impose $\omega_p = \omega_c + \omega_s$ et la conversion de fréquence de la pompe vers les deux ondes générées se fait grâce à une interaction optique non linéaire. Cette conversion n'est efficace que si les vitesses de phase v respectent la relation : $\omega_p/v_p = \omega_c/v_c + \omega_s/v_s$. Dans le cas contraire, les ondes générées dans le milieu non-linéaire se déphasent et finissent par interférer de manière destructive.

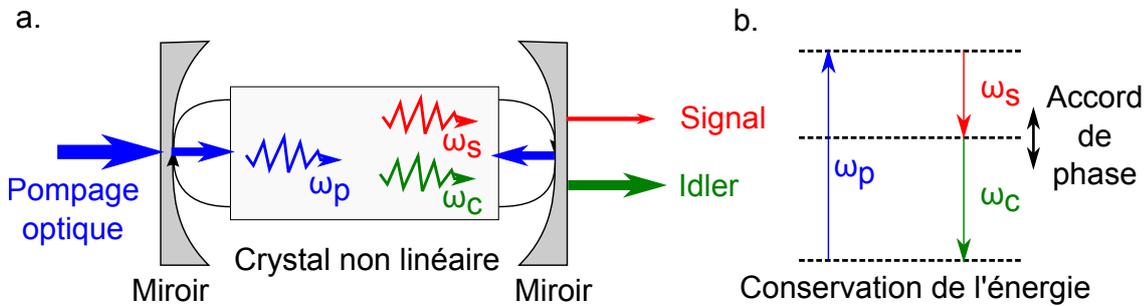


Figure 51: a. Schéma de principe d'une cavité résonante d'oscillateur paramétrique optique. Le signal de pompe ω_p est converti dans le cristal non-linéaire en un signal ω_s et un signal complémentaire ω_c . b. Conservation de l'énergie $\omega_p = \omega_s + \omega_c$. L'accord de phase permet de choisir le niveau virtuel intermédiaire.

La Figure 51 présente un schéma de principe d'une cavité d'oscillateur paramétrique optique. Le milieu non linéaire est un cristal de Niobate de Lithium tandis que la cavité optique est formée par la mise en regard de deux miroirs hautement réfléchissants à la longueur d'onde du signal et du complémentaire pour pouvoir générer un effet laser, et transparent à la longueur d'onde de pompe.

La puissance de la pompe est déterminante. A faible puissance, le gain est trop faible par rapport aux pertes et on n'a pas d'effet laser. Lorsque le gain est équivalent aux pertes, on parle d'état stationnaire. Lorsque le gain est supérieur aux pertes, on parle de seuil d'oscillation. Le gain diminue alors et la puissance des ondes oscillantes devient plus importantes jusqu'à atteindre quelques watts, selon le matériau non linéaire utilisé dans la cavité. La caractéristique d'accordabilité de cette source optique provient de ce cristal non linéaire. En effet, en changeant l'accord entre les trois ondes (soit à l'aide d'un réseau de

phase, soit en modifiant la température du cristal ou encore en le tournant autour d'un axe particulier), on peut sélectionner en continu la longueur d'onde de sortie.

Mais utiliser une source accordable de forte puissance ne suffit pas. Il faut l'associer à un détecteur infrarouge large bande, capable de détecter des petites variations de flux pour résoudre l'extinction extraordinaire et possédant une grande dynamique pour être capable de mesurer la résonance du filtre. Le choix du détecteur est donc un paramètre important.

5.2.2 Détecteur infrarouge refroidi

On rappelle en premier lieu le cahier des charges conditionnant le choix d'un détecteur adapté à la caractérisation de l'extinction extraordinaire:

- ❶ La plage de détection du détecteur doit couvrir la bande II de l'infrarouge pour pouvoir caractériser l'ensemble du spectre de la structure DMG (la longueur d'onde de coupure à 50% du détecteur devra donc être située au delà de la plage de fonctionnement de l'OPO).
- ❷ La sensibilité du détecteur doit permettre de résoudre l'extinction extraordinaire (détection de faibles variations de flux qui doivent être très supérieures au bruit de mesure du courant d'obscurité du détecteur).
- ❸ La dynamique de mesure du détecteur doit être suffisamment grande pour pouvoir mesurer le spectre de la structure DMG (passage d'un maximum à un minimum de transmission).

Pour répondre à ces contraintes expérimentales, notre choix s'est porté vers un détecteur infrarouge d'antimoniure d'indium (InSb). Ce détecteur appartient à la famille des *photodiodes* c'est-à-dire qu'il génère un photocourant par absorption de photons infrarouges. En mesurant cet excès de courant dans le matériau, on est capable de remonter au flux infrarouge incident sur le détecteur. La sensibilité et le temps de réponse de ce type de détecteurs sont bien supérieurs à ceux des thermodétecteurs type bolomètres mais ils nécessitent d'être refroidis à des températures cryogéniques pour ne pas être limités par le bruit thermique.

5.2.2.1 Caractéristiques du détecteur InSb

La [Figure 52](#) présente la réponse spectrale normalisée du détecteur InSb utilisé. Le [Tableau 6](#) liste, quant à lui, les caractéristiques du détecteur.

La longueur d'onde de coupure à 50% du détecteur est située à $\lambda = 5.4\mu\text{m}$ comme visible en [Figure 52](#), soit bien au delà de la plage de fonctionnement de l'OPO et sa réponse spectrale normalisée est supérieure à 70% dans la bande spectrale $3.3\mu\text{m} - 4.3\mu\text{m}$. Ce détecteur remplit donc la première spécification de notre cahier des charges.

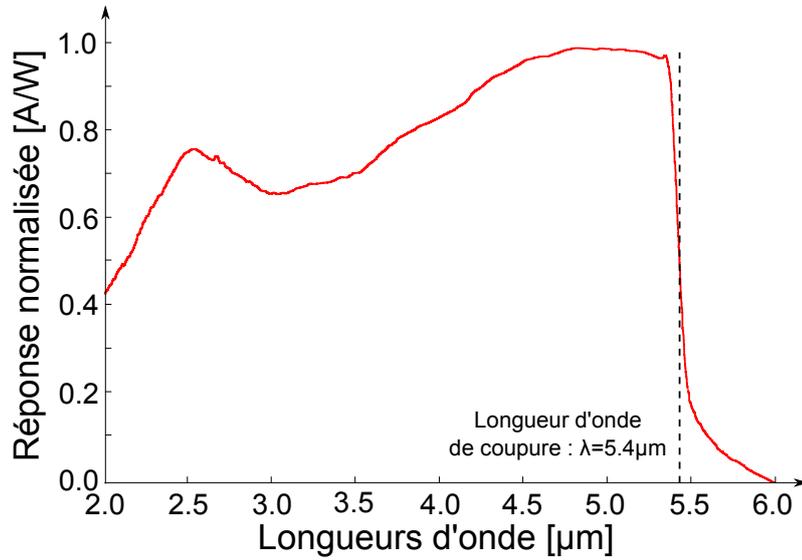


Figure 52: Courbe de réponse spectrale normalisée correspondant au détecteur InSb utilisé. La longueur d'onde de coupure est indiquée à $\lambda = 5.4\mu\text{m}$.

Résistance à 77K [Ohm]	1.61×10^8
Tension en circuit ouvert [mV]	105
Courant de court circuit [A]	8.30×10^{-8}
Tension de signal [V]	6.82×10^{-3}
Bruit à 1kHz [$\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$]	3.49×10^{-6}
Pic Détektivité D^* [$\sqrt{\text{cm}^2 \cdot \text{Hz}/\text{W}}$]	1.14×10^{11}
Réponse du pic [A/W]	3.4
Diamètre nominal [mm]	0.1
Facteur G	5.5
$\lambda_{\text{coupure}} \text{ à } 50\% [\mu\text{m}]$	5.4
Résistance en série [Ohm]	14
Capacité du détecteur [F]	5.80×10^{-8}

Table 6: Tableau datasheet des caractéristiques du détecteur InSb utilisé dans le banc expérimental.

En pratique, le flux mesuré par le détecteur est converti en courant. Il nous faut donc associer le détecteur à un ampèremètre de grande dynamique et capable de mesurer de petites variations de courant. Nous choisissons un Keithley 6430 qui possède une résolution sub-femtoampère et qui ne nécessite pas d'étage de pré-amplification tant que le courant est supérieur à $1\mu\text{A}$. Le Keithley 6430 donnant une mesure de courant moyennée, il faut introduire un shutter sur le montage pour s'affranchir de la contribution du courant d'obscurité du détecteur I_{obs} ainsi que du courant lié au fond expérimental I_{fond} . On mesure cette valeur typique d'offset I_{inst} sur le montage :

$$I_{\text{inst}} = I_{\text{fond}} + I_{\text{obs}} = 100 \text{ [nA]} \pm 1 \text{ [nA]} \quad (39)$$

Le bruit lié à cette mesure du courant est de l'ordre du nanoampère. Pour être en mesure de résoudre spectralement l'extinction extraordinaire de la transmission, les variations de courant mesurées par le Keithley devront donc être très supérieures à cette valeur.

Nous nous intéressons maintenant à la dynamique et à la sensibilité du détecteur associé au Keithley 6430 pour vérifier qu'il est possible d'effectuer un spectre de la structure DMG.

5.2.2.2 Bilan radiométrique

Dans un premier temps, il faut évaluer le courant maximum en sortie du détecteur. Pour cela, on se place dans la configuration de l'expérience où l'échantillon n'est pas présent. On évalue alors la chaîne optique du montage :

$$I_{\text{OPO}} = \frac{\langle P_{\text{OPO}} \rangle \lambda_{\text{OPO}}}{hc} \eta q t \quad [\text{A}] \quad (40)$$

où :

- $\langle P_{\text{OPO}} \rangle = 0.1[\text{W}]$ est la puissance moyenne délivrée par l'OPO.
- $h \sim 6.626 \times 10^{-34}[\text{J.s}]$ est la constante de Planck.
- $c = 3 \times 10^8[\text{m.s}^{-1}]$, la vitesse de la lumière dans le vide.
- $\lambda_{\text{OPO}}[\text{m}]$, la longueur d'onde de tir de l'OPO comprise entre $\lambda = 3.3\mu\text{m}$ et $\lambda = 4.3\mu\text{m}$.
- $\eta = 0.8$ est le rendement quantique du détecteur.
- $q \sim 1.6 \times 10^{-19}[\text{C}]$ est la charge d'un électron.
- $t = 0.14$ correspond à la transmission liée aux éléments optiques sur le montage (miroirs, polariseur pour limiter le flux délivré par l'OPO, lame semi-réfléchissante en ZnSe à 45°).

$$I_{\text{max}, \lambda=4.3\mu\text{m}} \sim 40\text{mA} \quad (41)$$

Cette estimation du courant maximum est donc mesurable à l'aide de l'association détecteur InSb/Keithley 6430. On rajoute maintenant l'échantillon DMG sur la chaîne optique pour vérifier la valeur du courant minimum à détecter lorsqu'on se place à la longueur d'onde de l'extinction extraordinaire. On choisit une transmission de l'ordre de $T_{\text{ext}} = 10^{-6}$ pour estimer ce courant à la longueur d'onde de l'anomalie.

$$I_{\text{min}} > I_{\text{max}, \lambda=3.3\mu\text{m}} * T_{\text{ext}} = 30\text{nA} \quad (42)$$

Le Keithley étant de résolution sub-femtoampère, cette valeur de courant minimum est mesurable. Elle est également supérieure aux 1nA de bruit de mesure lié au courant d'obscurité ce qui permet de valider le choix du détecteur InSb associé au Keithley 6430 pour caractériser la structure DMG.

5.2.3 Conception de la structure à caractériser

Pour mettre en évidence l'existence du phénomène d'extinction extraordinaire de la transmission, la structure nominale consiste à superposer deux réseaux sub-longueur d'onde identiques et alignés en champ proche. La position spectrale de l'extinction étant très dépendante du décalage L entre les réseaux, nous orientons notre choix vers une structure encapsulée dans laquelle les réseaux seront alignés avec précision durant le procédé de fabrication.

5.2.3.1 Choix du diélectrique d'encapsulation

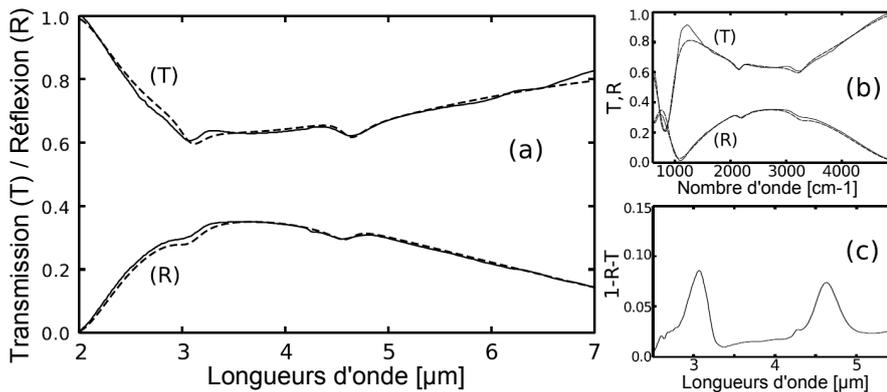


Figure 53: Caractérisation optique d'une membrane non structurée de nitrure de silicium de 500nm d'épaisseur pour une incidence $\theta = 15^\circ$. a. Spectres en réflexion (R) et transmission (T) de la membrane mesurés sur la gamme spectrale d'intérêt. b. Spectres en réflexion et transmission de la membrane obtenus sur l'ensemble de la gamme spectrale mesurée. c. Absorption définie comme $A = 1 - R - T$ de la structure.

La transparence du nitrure de silicium (Si_3N_4 d'indice $n_{\text{Si}_3\text{N}_4} \sim 2$) sur la bande d'intérêt ainsi que la maîtrise de sa technique de dépôt en salle blanche du LPN/CNRS oriente notre choix vers ce diélectrique. Ghenuche et al. ont récemment mesuré les coefficients de transmission et de réflexion d'une membrane non structurée de nitrure de silicium de 500nm d'épaisseur avec un angle d'incidence de $\theta = 15^\circ$ [79]. Ces mesures, rappelées en Figure 53 établissent la transmission de cette membrane comme supérieure à 60% sur la bande 3.3μm – 4.3μm. On remarque également que sur la gamme de longueurs d'onde correspondant au fonctionnement de l'OPO, l'absorption de la membrane non structurée de Si_3N_4 est relativement faible ce qui va tendre à améliorer la qualité du résonateur formé par la superposition des deux réseaux.

Une fois le diélectrique d'encapsulation choisi, nous pouvons dimensionner une structure DMG.

5.2.3.2 Géométries de la structure

La conception de la structure DMG encapsulée est soumise à un cahier des charges lié principalement à la plage d'accordabilité de la source infrarouge.

Ainsi, l'ensemble du spectre de la structure (anomalie de Rayleigh-Wood, résonance extraordinaire et extinction extraordinaire) doivent se situer entre $\lambda = 3.3\mu\text{m}$ et $\lambda = 4.3\mu\text{m}$.

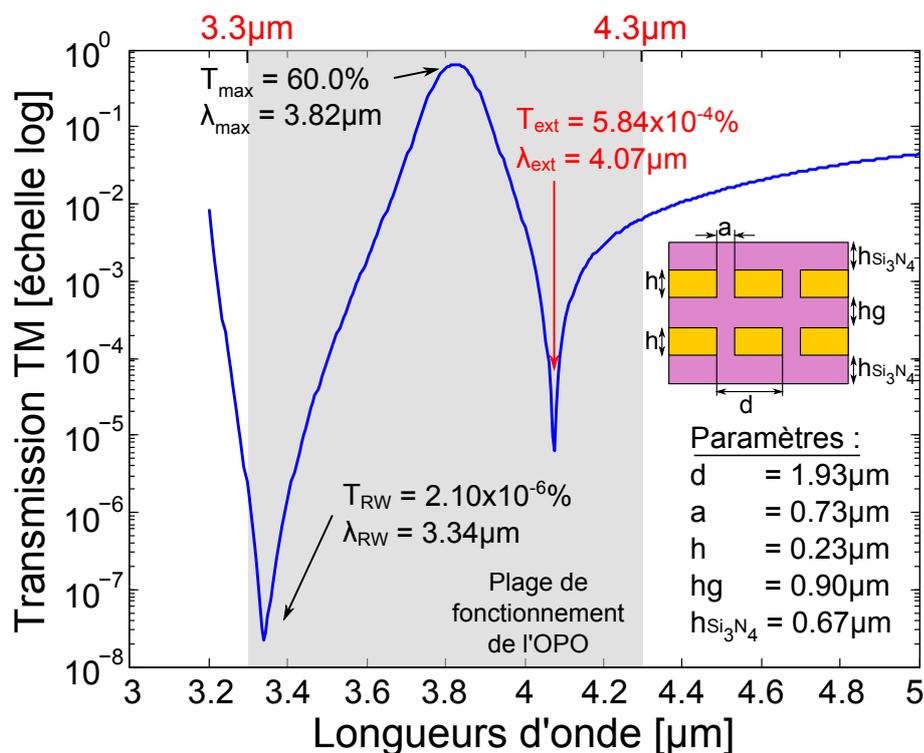


Figure 54: a. Schéma et géométrie de la structure DMG encapsulée dans du nitrure de silicium. b. Simulation numérique réalisée avec BMM du spectre en transmission de la structure DMG encapsulée. L'extinction extraordinaire est visible pour $\lambda = 4.07\mu\text{m}$ et a pour amplitude $T = 5.84 \times 10^{-4}\%$. La résonance du filtre est quant à elle située pour $\lambda = 3.82\mu\text{m}$ et possède une amplitude de $T = 60.0\%$.

La Figure 54 présente la géométrie de la structure que nous allons fabriquer. Les réseaux ont pour période $d = 1.93\mu\text{m}$, largeur de fente $a = 0.73\mu\text{m}$ et épaisseur $h = 0.23\mu\text{m}$. Cette faible épaisseur des réseaux nous permet d'envisager un lift-off pour le dépôt des réseaux qui ne contiendront pas de coeur en nitrure de silicium comme ceux non encapsulés puisque la rigidité de la structure sera assurée par le diélectrique d'encapsulation (passage d'endosquelette en diélectrique à exosquelette). La longueur de la cavité entre les réseaux est fixée $h_g = 0.9\mu\text{m}$ de manière à ce que la position spectrale de l'extinction extraordinaire de la transmission soit située pour $3.3\mu\text{m} < \lambda_{\text{ext}} < 4.3\mu\text{m}$. L'extinction extraordinaire est située pour $\lambda = 4.07\mu\text{m}$. Son amplitude est égale à $T = 5.84 \times 10^{-4}\%$ ce qui augmente le rapport signal à bruit de la mesure du courant minimum par le Keithley 6430 d'un facteur 5 (cf. Section 5.2.2). La mesure de la résonance du filtre DMG est, quant à elle, située pour $\lambda = 3.82\mu\text{m}$ et a pour amplitude $T_{\text{max}} = 60.0\%$. Ainsi, le courant maximum à mesurer sera de l'ordre de $I_{\text{max},\lambda=3.82\mu\text{m}} = 24\text{mA}$ ce qui confirme la dynamique adaptée du détecteur associé au Keithley 6430.

5.2.3.3 Procédé de fabrication

La fabrication d'une structure sub-longueur d'onde suspendue sur membrane et encapsulée dans du diélectrique étant sans précédent dans la salle blanche du LPN/CNRS, il a fallu développer un procédé de fabrication. Ce projet a fait l'objet d'un stage de fin d'étude effectué par Clément Tardieu que j'ai co-encadré durant ma thèse.

L'ensemble des étapes A à D rappelées en [Figure 55](#) constitue la préparation du substrat avant le dépôt du premier réseau. On sélectionne dans un premier temps un substrat en silicium orienté $\langle 100 \rangle$ dont la surface est observée à l'interféromètre Fizeau de manière à en vérifier la planéité (étape A). On oxyde ensuite les faces avant et arrière du substrat de manière thermique dans un four à 950°C pendant une heure. On obtient alors des couches d'oxyde silicium (SiO_2) de 200nm d'épaisseur de part et d'autre de l'échantillon (étape B). Nous ne cherchons à garder que la couche de SiO_2 sur la face arrière du substrat de manière à le protéger pendant le procédé de fabrication du réseau encapsulé. Pour cela, nous déposons une résine sur la face arrière du substrat (étape C) puis nous gravons la couche de SiO_2 en face avant par trempage de l'acide fluorhydrique (HF) dilué à 40% (étape D).

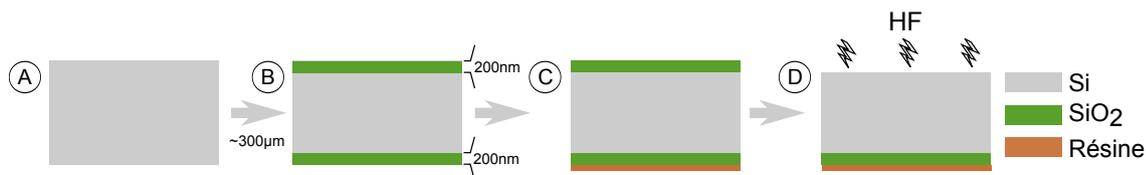


Figure 55: Procédé de fabrication d'une structure DMG encapsulée dans du diélectrique : étapes A à D correspondant à la préparation du substrat avant le dépôt du premier réseau.

Une fois le substrat préparé, on peut procéder au dépôt du premier réseau d'or sub-longueur d'onde sur la structure. Les étapes E à J visibles en [Figure 56](#) décrivent le procédé suivi. On dépose dans un premier temps une couche de nitrure de silicium (Si_3N_4) de 670nm d'épaisseur en face avant (étape E) par dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma (PECVD). Il faut ensuite procéder à la fabrication du premier réseau. Pour cela, on dépose une résine positive (c'est-à-dire que c'est la partie insolée qui va disparaître lors du développement). Cette résine est insolée au masqueur électronique puis développée (étape F et G). On dépose alors par évaporation une couche de titane (Ti) de 15nm qui servira d'accroche pour l'or (étape H). On effectue ensuite une évaporation d'une cible d'or (Au) pour constituer le réseau d'épaisseur 230nm (étape I). L'étape suivante consiste à faire un lift-off pour finaliser la fabrication du premier réseau (étape J).

Une fois le premier réseau déposé, on dépose la couche inter-réseaux de Si_3N_4 , toujours par PECVD. Cette couche fait 900nm d'épaisseur cette fois et épouse la forme du réseau ce qui fait qu'elle n'est pas plane. La topographie de la surface de cette couche est visible en [Figure 57](#) grâce à un balayage au microscope à

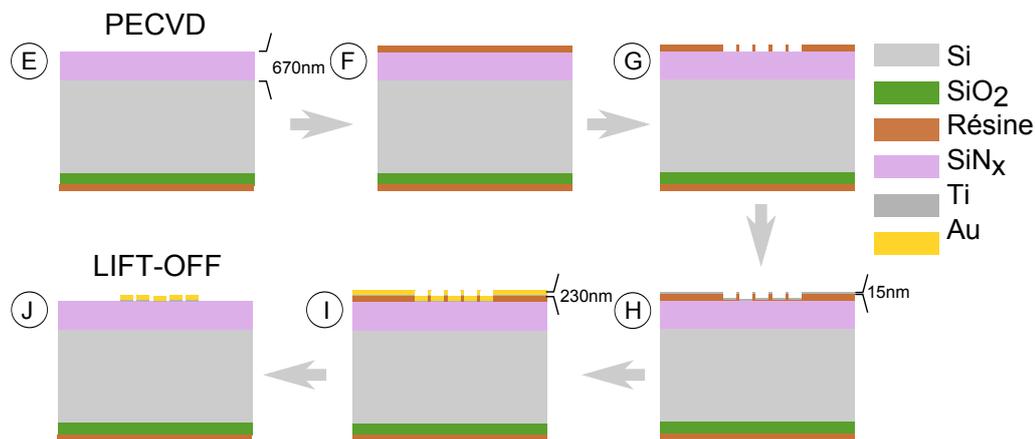


Figure 56: Procédé de fabrication d'une structure DMG encapsulée dans du diélectrique : étapes E à J correspondant au dépôt du premier réseau.

force atomique. On constate que la profondeur de la déformation est d'environ 278nm, ce qui correspond approximativement à la somme des épaisseurs du réseau d'or et de la couche d'accroche en titane.

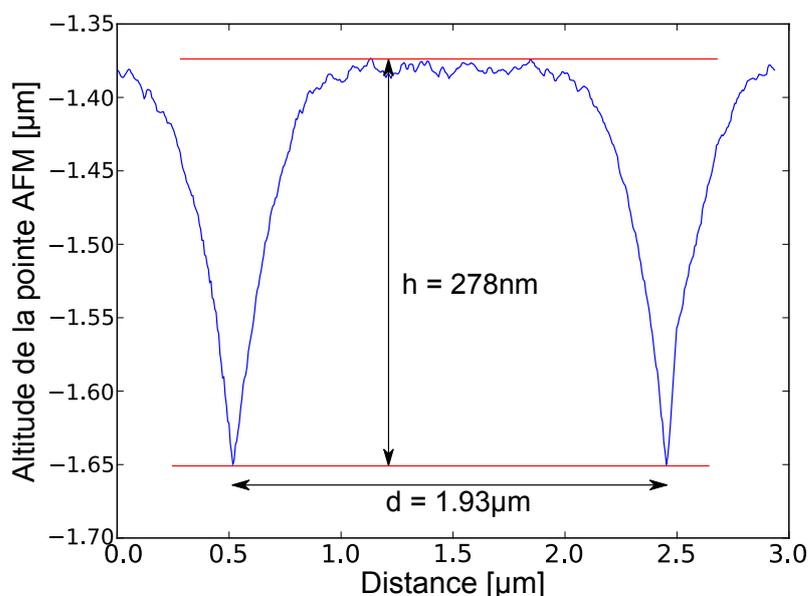


Figure 57: Topographie au microscope à force atomique de la couche de Si_3N_4 entre les réseaux. Le dépôt de Si_3N_4 n'est pas plan et le profil suit la géométrie du réseau. On retrouve des trous dans le nitrure de profondeur 278nm ce qui correspond approximativement à la somme de la profondeur des fentes du réseau Au et de la couche d'accroche en Ti.

On réitère alors les étapes F à J pour déposer le deuxième réseau d'or comme représenté en Figure 58. De manière à réaliser un bon alignement des réseaux l'un par rapport à l'autre et obtenir un décalage latéral nul, on positionne des croix d'alignement au masqueur. Le deuxième réseau possède également une épaisseur égale à 230nm.

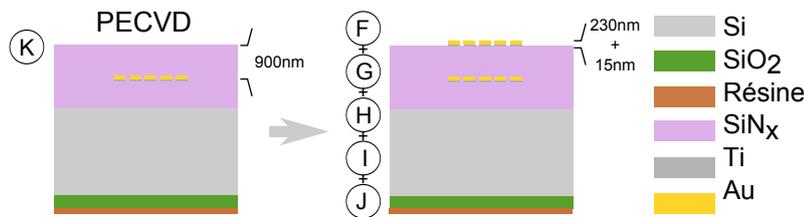


Figure 58: Procédé de fabrication d'une structure DMG encapsulée dans du diélectrique : étape K et dépôt du second réseau.

Une fois les deux réseaux déposés, il faut recouvrir la structure d'une dernière couche de Si₃N₄ par PECVD de 670nm d'épaisseur (symétrique de l'étape E) et ouvrir le substrat en face arrière comme représenté en Figure 59.

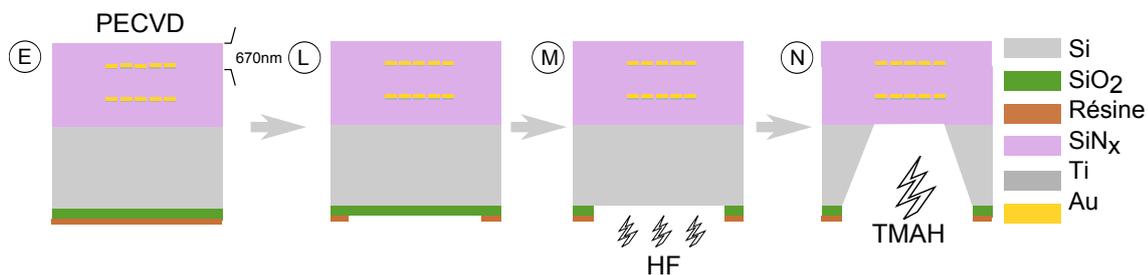


Figure 59: Procédé de fabrication d'une structure DMG encapsulée dans du diélectrique : dépôt de la dernière couche de Si₃N₄ et ouverture du substrat en face arrière.

Cette dernière couche de nitrure de silicium est également déformée par la superposition des deux réseaux et une observation de la topographie par microscope à force atomique est visible en Figure 60. On constate que les déformations de cette couche suivent la forme des réseaux. L'amplitude des déformations est inférieure à la somme des profondeurs des fentes des réseaux car l'évaporation par PECVD a eu tendance à lisser légèrement la structure.

Il ne reste plus qu'à suspendre le tout en dégageant la face arrière. Pour cela, on élimine dans un premier temps la couche de résine protectrice en face arrière (étape L) puis en déposant une goutte de HF, on dégage une fenêtre correspondant aux réseaux dans la couche de SiO₂. On plonge ensuite la structure dans un bain de tétraméthylammonium hydroxide (TMAH) chaud (80°C) et dilué à 5% pendant huit heures environ pour complètement graver le substrat de silicium (étape N).

5.2.4 Caractérisation des échantillons

Avant de caractériser spectralement l'échantillon à l'OPO, on effectue une mesure de spectre de contrôle au FTIR. La Figure 61 présente la transmission en incidence normale de la structure DMG encapsulée fabriquée.

On constate bien la présence des trois phénomènes physiques majeurs liés à la structure DMG en polarisation TM :

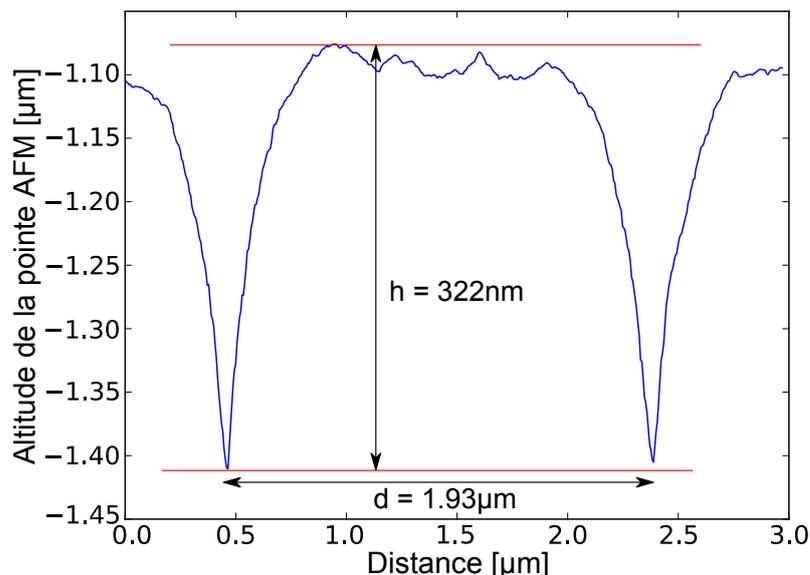


Figure 60: Topographie au microscope à force atomique du dernier dépôt de Si_3N_4 sur la face avant de l'échantillon. La surface n'est pas plane et suit le profil des réseaux qui sont alignés l'un par rapport à l'autre. La profondeur des fentes dans le diélectrique est de 322nm et n'est pas égale à la somme des profondeurs des fentes de chacun des réseaux car le dépôt par PECVD a légèrement lissé la déformation.

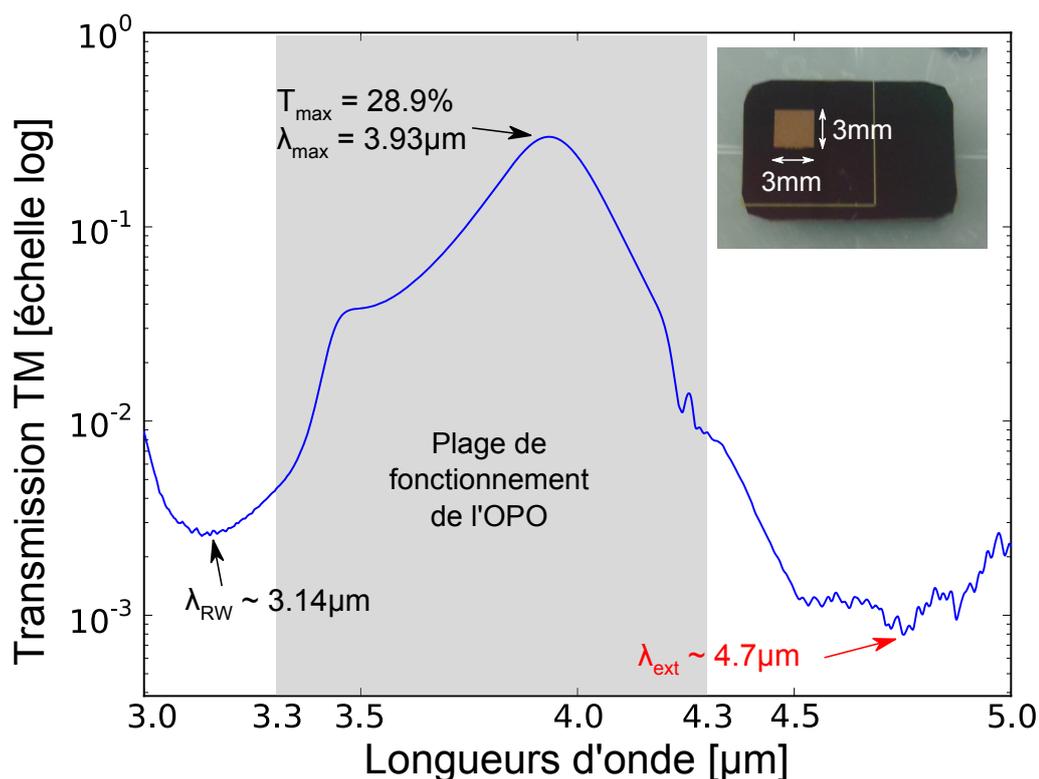


Figure 61: Mesure réalisée au FTIR du spectre de la structure DMG encapsulée en incidence normale.

- ❶ L'anomalie de Rayleigh-Wood située pour $\lambda \sim 3.14\mu\text{m}$.
- ❷ La résonance du filtre située pour $\lambda \sim 3.93\mu\text{m}$ et d'amplitude égale à $T_{\text{max}} \sim 29\%$.

- ③ L'extinction extraordinaire que l'on suppose située autour de $\lambda \sim 4.7\mu\text{m}$ puisque la fonction de forte efficacité de réjection hors bande passante est réalisée et que la mesure au FTIR admet un minimum autour de cette longueur d'onde particulière.

En revanche, un décalage spectral s'est opéré pendant la fabrication ce qui fait que seule la résonance du filtre se situe dans la plage de fonctionnement de l'OPO. Ne disposant pas d'un OPO couvrant la bande $4.5\mu\text{m} - 5\mu\text{m}$ où se situe l'extinction extraordinaire, nous tentons de comprendre quelles sont les raisons technologiques pouvant expliquer ce décalage spectral afin de relancer une nouvelle génération d'échantillons.

5.2.4.1 Influence de la topographie du nitrure en face avant

On a vu lors des mesures à l'AFM que les couches de Si_3N_4 déposées sur les réseaux n'étaient pas planes et épousaient plus ou moins le profil binaire des réseaux. Nous nous posons alors la question de l'impact que peut avoir cette déformation de la couche de Si_3N_4 sur la transmission de la structure. La méthode de simulation numérique que nous utilisons étant une méthode modale de résolution des équations de Maxwell couche par couche, on modélise la déformation par un empilement de N couches comme représenté en [Figure 62.b](#). Plus le nombre de couches augmente, plus l'approximation de la déformation par la méthode des rectangles sera proche de la réalité mais plus elle sera coûteuse en temps de calcul. Ainsi, on effectue le calcul pour une couche continue de diélectrique, $N = 3$ et $N = 6$ couches et on compare les spectres obtenus en [Figure 62.a](#). On constate que cette déformation (dans le cas où les réseaux sont alignés) a peu d'influence sur le spectre de la structure DMG. En revanche dans le cas où les réseaux ne sont plus alignés ($L > 0\mu\text{m}$), cette déformation peut devenir contraignante puisqu'elle va influencer la planéité des dépôts des réseaux qui ne vont plus être parallèles.

Les étapes de lithographie électronique pour définir la période du réseau étant relativement maîtrisées, l'incertitude majeure restante est liée à l'épaisseur de l'ensemble des dépôts réalisés.

5.2.4.2 Influence de l'épaisseur des différents dépôts

Pour vérifier les dimensions verticales de la structure, nous clivons alors un échantillon et nous observons les épaisseurs des différentes couches déposées au microscope électronique à balayage en [Figure 63](#)

On constate que l'épaisseur du réseau $h_{\text{Au+Ti}} = 245\text{nm}$ est cohérente avec les valeurs spécifiées en [Figure 54](#). En revanche, les dépôts de diélectrique sont inférieurs aux valeurs attendues. On simule alors la géométrie correspondant à la fabrication que l'on compare à la mesure effectuée au FTIR en [Figure 64](#)

On constate alors que l'épaisseur des couches de diélectrique est bien responsable du décalage spectral observé entre la structure mesurée au FTIR et celle

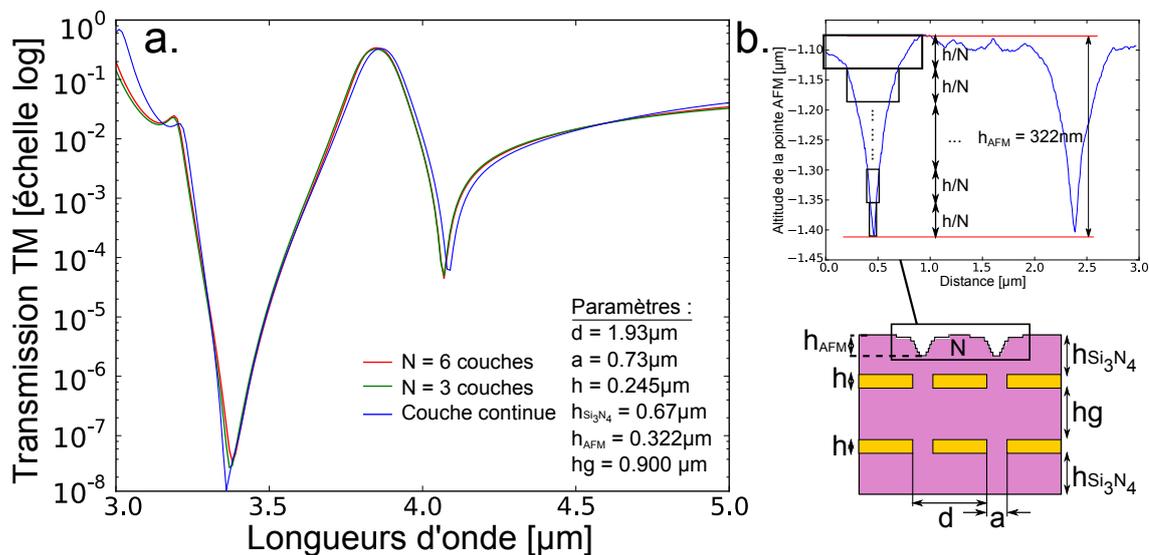


Figure 62: Modélisation par la méthode des rectangles de l'influence de la planéité de la couche de Si₃N₄ sur le spectre de la structure DMG. a. Spectres obtenus lorsque la couche de diélectrique est continue (courbe bleue), lorsqu'elle est approximée par un empilement de N = 3 couches (courbe verte) et N = 6 couches (courbe rouge). b. Schéma de la structure simulée avec N correspondant au nombre de couches pour simuler la déformation de la couche de Si₃N₄ mesurée à l'AFM. On constate que cette déformation a peu d'influence sur le spectre de la structure DMG dans le cas où les réseaux sont alignés (L = 0).

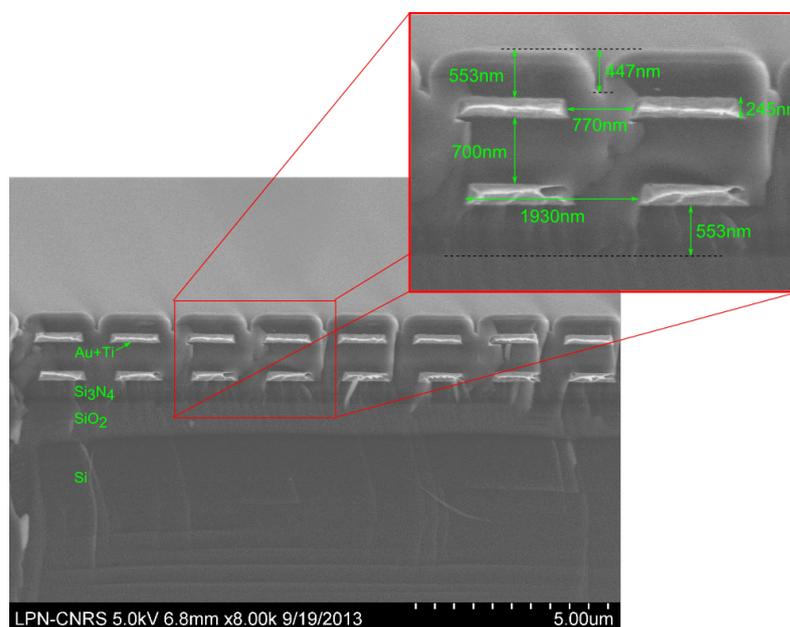


Figure 63: Images au microscope électronique à balayage d'un échantillon DMG encapsulé dans du diélectrique clivé. Les différents contrastes observés correspondent au changement de matériau d'une couche à l'autre. On mesure ainsi les épaisseurs déposées lors des étapes de fabrication de l'échantillon.

présentée en Figure 54. Pour obtenir un meilleur accord au niveau de la résonance du filtre, il faudrait compléter le modèle avec les paramètres libres

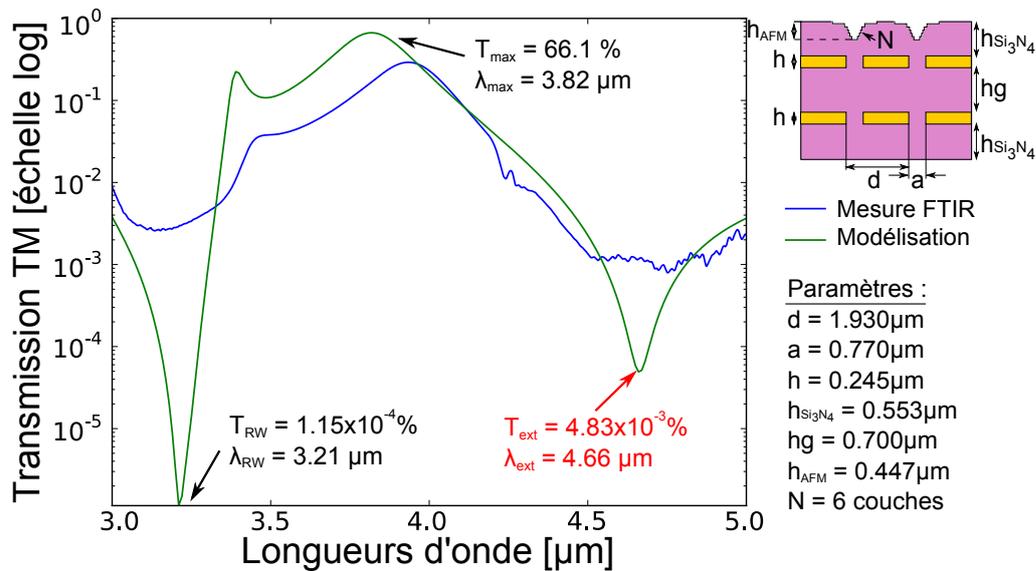


Figure 64: Comparaison entre le spectre de la structure DMG encapsulée mesuré au FTIR et le modèle correspondant aux géométries mesurées sur l'échantillon.

restants qui sont les rugosités des différents dépôts. Ne disposant pas d'une source accordable entre $\lambda = 4.5 \mu\text{m}$ et $\lambda = 5 \mu\text{m}$, nous avons décidé de relancer une génération d'échantillon dans laquelle toutes les épaisseurs des différents dépôts seront contrôlées. La fabrication des nouveaux échantillons n'est pas encore terminée au moment de la rédaction de ce manuscrit néanmoins, on remarque que la position de l'extinction extraordinaire correspond bien à la zone de mesure au FTIR où la fonction d'efficacité de réjection a été observée ce qui est très encourageant pour la démonstration à venir.

Nous avons tenté parallèlement une deuxième expérience visant à caractériser l'influence de la position relative des réseaux sur l'extinction extraordinaire. L'objectif est donc de superposer dynamiquement des membranes filtrantes suspendues dans l'air et ce, en champ proche (i.e. quelques microns d'écart), de manière à valider le concept énoncé en [Section 3.4.2](#) d'un filtre dont la largeur à mi-hauteur est contrôlée en temps réel.

5.3 MISE EN ÉVIDENCE DE L'AGILITÉ SPECTRALE DE L'EXTINCTION EXTRAORDINAIRE

Les objectifs de ce banc optique sont les suivants :

- ❶ Mesurer l'évolution spectrale de l'extinction extraordinaire en fonction de la position relative des réseaux superposés en champ proche.
- ❷ Mesurer l'influence de l'extinction extraordinaire sur la largeur à mi-hauteur de la résonance du filtre.

Pour être en mesure d'étudier l'évolution spectrale de l'extinction extraordinaire en fonction des paramètres h_g et L entre les réseaux, nous faisons le

choix de fabriquer les échantillons suspendus en respectant le procédé de fabrication décrit à la [Section 3.2.1](#). Les réseaux seront ensuite assemblés à l'aide d'actionneurs mécaniques dans des plans parallèles et approchés à une distance de l'ordre du micromètre ce qui représente un véritable challenge expérimental. Pour réaliser cet objectif et éviter d'endommager les échantillons lors de leur mise en champ proche, j'ai dû mettre en place une procédure d'alignement des réseaux dans des plans parallèles.

5.3.1 Principe du banc optique

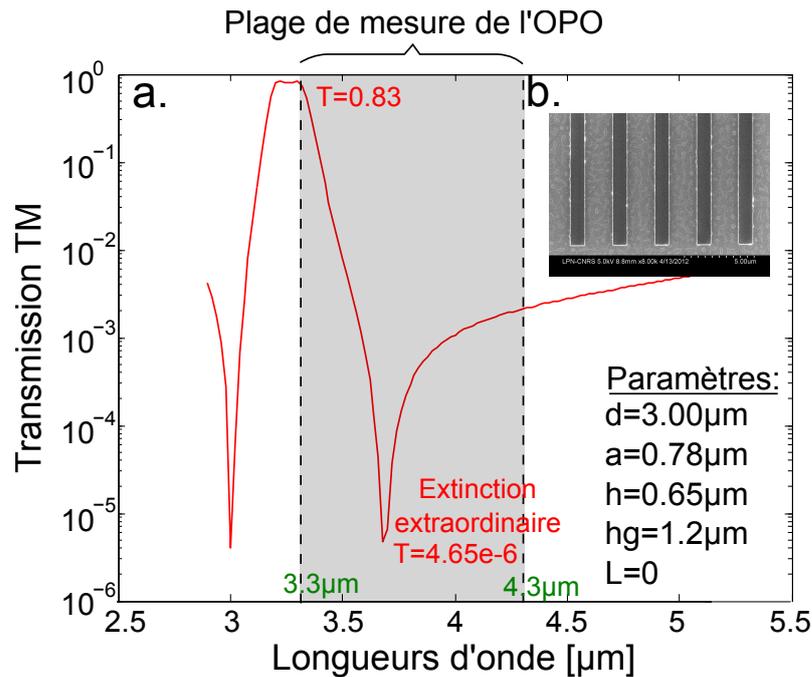


Figure 65: Simulation numérique correspondant à la superposition de deux réseaux sub-longueur d'onde dont les géométries sont rappelées en insert et correspondent aux échantillons fabriqués en salle blanche. a. La position spectrale de l'extinction extraordinaire de la transmission est située entre $\lambda = 3.3\mu\text{m}$ et $\lambda = 4.3\mu\text{m}$ ce qui correspond à la plage de tir de la source infrarouge accordable. b. Photographie au microscope électronique à balayage d'un des réseaux sub-longueur d'onde suspendu.

La [Figure 65](#) présente la simulation numérique de la transmission des filtres que l'on a conçus pour le banc expérimental. Les réseaux ont pour période $d = 3.0\mu\text{m}$, largeur de fente $a = 0.78\mu\text{m}$ et épaisseur $h = 0.65\mu\text{m}$. Les réseaux sont parfaitement alignés $L = 0$, et l'espace longitudinal entre eux est $hg = 1.2\mu\text{m}$. La structure admet un maximum de transmission en $\lambda = 3.3\mu\text{m}$, en limite basse de la plage de fonctionnement de l'OPO de manière à observer l'affinement de la résonance à mesure que l'extinction extraordinaire se décale vers les basses longueurs d'onde. Sur la [Figure 65](#), l'extinction de la transmission est située pour $\lambda = 3.68\mu\text{m}$, soit en milieu de plage de fonctionnement pour l'OPO. La structure n'est pas optimisée pour avoir une efficacité de réjection de bonne qualité sur l'ensemble de la plage de longueurs d'onde hors résonance. Ainsi, on s'attend à pouvoir observer une variation de l'intensité transmise à

travers le filtre autour de la longueur d'onde de l'anomalie comme représenté en [Figure 65.a](#).

Pour être en mesure d'étudier dynamiquement l'influence de la position relative des réseaux sub-longueur d'onde sur la transmission de la structure DMG, il est nécessaire de contrôler la position dans l'espace d'au moins un des échantillons. Cette opération s'effectue grâce à l'utilisation d'une platine hexapode piézoélectrique présentée dans la section suivante.

5.3.1.1 Platine hexapode piézoélectrique

Nous avons vu précédemment à quel point le contrôle de la position relative des réseaux était un paramètre clé. En effet, que ce soit pour aligner les échantillons et éviter la casse lors de la mise en champ proche ou pour effectuer l'étude dynamique du comportement spectral de l'extinction extraordinaire de la transmission, la position dans l'espace des échantillons doit être contrôlée à quelques nanomètres près. Nous choisissons alors d'utiliser une platine hexapode piézoélectrique¹ représentée en [figure Figure 66](#) pour contrôler la position d'un des réseaux. Le deuxième réseau sera quant à lui fixe et lié au bâti de manière à servir de référentiel pour l'ensemble du banc optique. Les différents degrés de liberté du plateau mobile de la platine ainsi que les caractéristiques de déplacements sont rappelés en [Tableau 7](#).

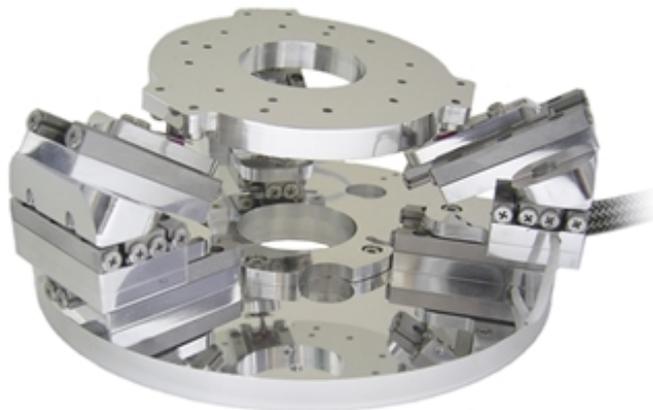


Figure 66: Platine hexapode développée par Smaract et contrôlée par des actionneurs piézoélectriques. La résolution de déplacement du plateau mobile est de 1nm en translation et $1\mu^\circ$ en rotation.

Pour mettre en place les échantillons sur cette platine piézoélectrique, j'ai dû concevoir plusieurs pièces mécaniques permettant de fixer les échantillons sans encombrer l'espace nécessaire à la mise en champ proche des réseaux.

5.3.1.2 Conception de portes échantillons

Dans un premier temps, j'ai conçu un plateau circulaire capable de se fixer au plateau mobile de la platine piézoélectrique. Ce plateau réalisé à l'ONERA

¹ <http://www.smaract.de>

Propriétés mécaniques

Rigidité (X, Y)	1N/ μm
Rigidité (Z)	3N/ μm
Charge (Z)	0.5kg
Ouverture	25.4mm
Poids	400g

Mouvements du plateau mobile

Translation (X, Y)	20mm
Translation (Z)	10mm
Rotation (X, Y)	20°
Rotation (Z)	35°

Vitesse et résolution

Vitesse max (X, Y)	10mm/s
Vitesse max (Z)	5mm/s
Vitesse rotation max (X, Y, Z)	10°/s
Résolution déplacement (X, Y, Z)	1nm
Résolution rotation (X, Y, Z)	1 μ°

Table 7: Tableau des propriétés mécaniques et des caractéristiques de déplacement de la platine piézoélectrique développée par Smaract.

et représenté en [Figure 67.a.](#) est pourvu d'une ouverture rectangulaire pour permettre d'accueillir le réseau dont la position dans l'espace sera contrôlée par l'hexapode. On se réfèrera à lui par la suite en tant que réseau *mobile*. Ce réseau *mobile* sera donc aligné par rapport à un deuxième réseau qui lui, sera fixé sur un capot s'adaptant au bâti de l'hexapode. Ce capot représenté en [Figure 67.b.](#) a également été réalisé à l'ONERA. Le réseau ainsi lié au bâti sera dit *fixe*.

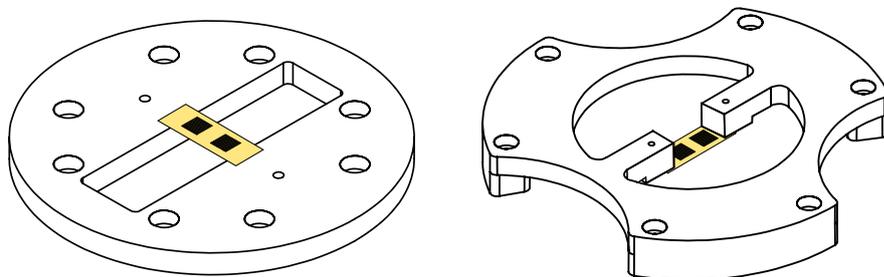


Figure 67: a. Pièce conçue pour s'adapter sur le plateau mobile de la platine hexapode et accueillir le réseau dit *mobile*. b. Capot conçu et fabriqué à l'ONERA pour accueillir le réseau dit *fixe* qui définira l'axe optique du banc expérimental.

Les zones réservées à la fixation des échantillons ne devant pas encombrer la cavité entre les réseaux de manière à pouvoir les rapprocher jusqu'au contact si besoin, on choisira de croiser les échantillons comme représenté en figure [Figure 68](#). Les échantillons étant de formes rectangulaires, les zones n'ayant pas de vis-à-vis serviront à la fixation des échantillons par de l'adhésif de manière à limiter les contraintes qui pourraient déformer les échantillons. Quand on considère que l'épaisseur d'un adhésif commercial est de l'ordre de la vingtaine de microns, on comprend à quel point rapprocher deux surfaces à quelques microns près, est un challenge expérimental.

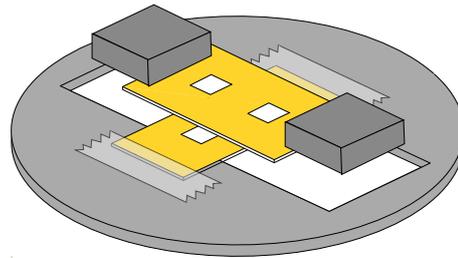


Figure 68: Schéma représentant les deux réseaux superposés en configuration croisée. Les zones de fixation sont donc hors de la zone à superposer ce qui permet d'approcher les réseaux jusqu'au contact.

5.3.2 Procédure d'alignement des réseaux

On rappelle que la période des réseaux utilisés est de $d = 3\mu\text{m}$. Ainsi, si les échantillons sont éclairés par un faisceau visible, ici un laser vert à $\lambda = 532\text{nm}$, ils se comportent comme des éléments diffractants classiques. On peut alors se servir de leur figure de diffraction pour les aligner. En ce sens, nous détaillerons les différents éléments intervenant sur ce bras expérimental dans le visible pour aligner les échantillons.

5.3.2.1 Epuration du faisceau laser visible

Dans un premier temps, il faut épurer le faisceau laser visible. En effet, les diodes laser présentent souvent des irrégularités hautes fréquences qui les écartent d'un faisceau gaussien pur. Il faut alors filtrer les hautes fréquences spatiales pour ne conserver que le mode gaussien en réalisant un filtre passe-bas. Pour ce faire, on utilise un objectif de microscope associé à un diaphragme. En optique de Fourier, l'éclairement lumineux dans le plan focal de l'objectif de microscope (ou de toute autre lentille) est donné par la transformée de Fourier de l'éclairement incident. Ainsi, en positionnant un diaphragme au plan focal de l'objectif de microscope, on filtre les fréquences spatiales hautes tandis que les fréquences spatiales basses correspondant aux ondes les plus *planes* puisque le vecteur d'onde est proche de l'axe optique, sont transmises. L'épuration laser est donc une opération de filtrage passe-bas et son principe est rappelé en [Figure 69](#). En sortie du montage, on récupère un profil de faisceau gaussien que l'on collimate à l'infini en ajoutant une lentille.

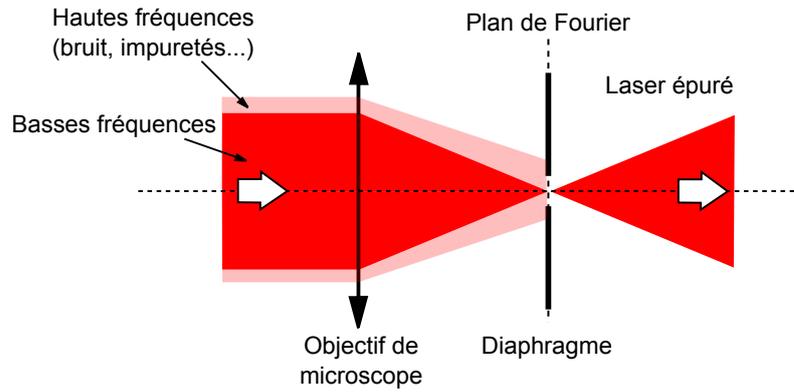


Figure 69: Schéma de principe de l'épuration laser. Les hautes fréquences sont filtrées par le diaphragme de diamètre $100\mu\text{m}$. Le faisceau en sortie est alors composé d'ondes quasi planes uniquement. Il faut le recollimater à l'infini avec une lentille convergente.

5.3.2.2 Mise en place des échantillons et alignement du laser

La première étape consiste à fixer le réseau *mobile* sur le plateau mobile de l'hexapode. On effectue la référence de l'hexapode qui consiste à déplacer les piézoélectriques en bout de course pour les ramener ensuite à mi-course. Cette référence est obligatoire pour piloter la platine piézoélectrique et contrôler les déplacements dans l'espace du réseau mobile. On vient ensuite fixer le réseau fixe sur le capot conçu à l'ONERA et visible en Figure 67.b. Le capot est fixé à la platine par des vis de type M2 et deux pions de positionnement.

Une fois les échantillons montés, on translate le réseau mobile de manière à pouvoir *simbleauter*² le faisceau laser visible avec l'axe optique du banc expérimental. Cet axe optique est défini par la normale au réseau *fixe*. En effet, une fois monté sur la platine hexapode, c'est le seul élément que l'on ne peut pas bouger spatialement. On se sert alors de la partie métallisée du réseau comme d'un miroir pour *simbleauter* le faisceau laser visible à l'aide de miroirs inclinables. Le principe de ce réglage est présenté en Figure 70. Une fois le faisceau *simbleauté* avec la normale au réseau fixe, on matérialise l'axe optique par des diaphragmes qui serviront à l'alignement de la source accordable laser. Le diamètre minimal des diaphragmes à iris étant de $\delta = 1\text{mm}$ et les diaphragmes étant séparés de $D = 240\text{mm}$, on peut calculer l'erreur sur l'alignement de l'axe optique ϕ :

$$\phi = \text{atan} \left(\frac{\delta}{D} \right) \sim 0.239^\circ \quad (43)$$

Si on se réfère à l'étude de l'influence de l'angle d'incidence sur la transmission à travers la structure DMG en Section 3.3.2.1, cet alignement est suffisant pour l'expérience puisqu'il aura pour seul effet de décaler légèrement la résonance du filtre vers les hautes longueurs d'onde.

² **Simbleauter** : terme militaire correspondant au fait d'aligner l'axe d'un organe de visée avec l'axe du canon de l'arme.

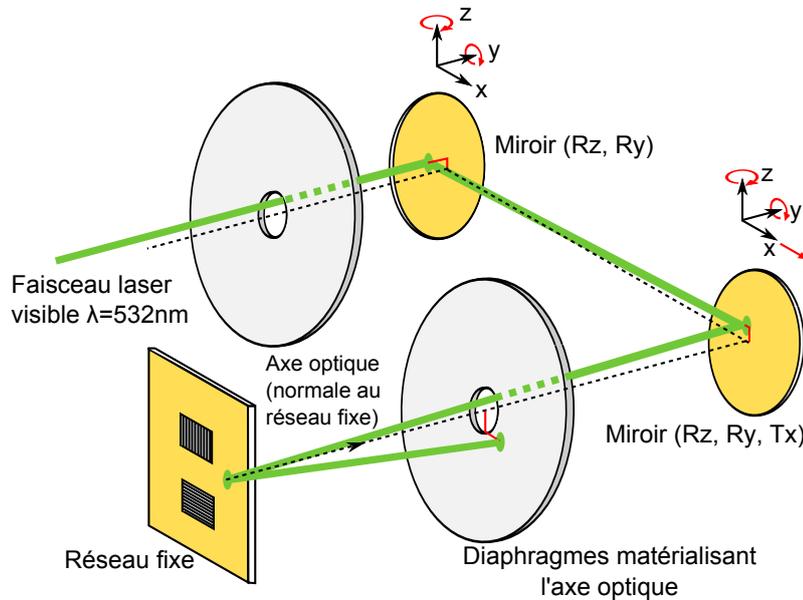


Figure 70: Schéma de principe pour le simbleautage du faisceau laser visible à $\lambda = 532\text{nm}$ avec la normale au réseau fixe. Les degrés de liberté des miroirs sont représentés en rouge et permettent l'alignement du faisceau avec l'axe optique matérialisé par un jeu de diaphragme à iris.

On translate ensuite le réseau mobile de telle manière que le faisceau laser impacte sur la partie métallisée de l'échantillon. Le faisceau est alors dévié dans une position quelconque liée à l'orientation aléatoire de l'échantillon sur le plateau mobile de l'hexapode (voir Figure 71). On effectue un simbleautage grossier du faisceau avec l'axe optique matérialisé par les diaphragmes en agissant sur les rotations R_Z et R_Y de la platine mobile (on verra un peu plus loin comment affiner ce réglage). On translate ensuite la platine hexapode pour aligner le faisceau laser avec la fenêtre du réseau fixe. Pour avoir un bon alignement entre les réseaux mobile et fixe, on place un calorimètre en sortie de la structure et on translate le réseau mobile en T_Z et T_Y jusqu'à maximiser le flux. On repère alors la position pour laquelle les deux réseaux sont alignés.

Une fois les échantillons grossièrement alignés, il reste à orienter les barres du réseau mobile de manière colinéaire avec celles du réseau fixe en agissant sur la rotation R_Z . En effet, les réseaux sont polarisants et les croiser reviendrait à diminuer le flux transmis à travers la structure DMG.

5.3.2.3 Réglage fin de la position des réseaux

Pour régler le parallélisme fin ainsi que l'alignement entre les poutres métalliques des deux réseaux, j'ai tout d'abord pensé à utiliser les figures de Moiré de l'ordre zéro à la manière de Bryngdahl et al. [80]. En effet, la présence d'un léger angle α entre les deux réseaux de période identique d introduit une sous période $d' = d - \Delta d$. Ainsi d'un point de vue optique, le contraste de la structure va varier dans le visible suivant que les poutres du réseau mobile sont en opposition ou non avec celles du réseau fixe. Dans le cas où les poutres sont alignées, une impression de zone claire sera visible (les poutres sont encadrées

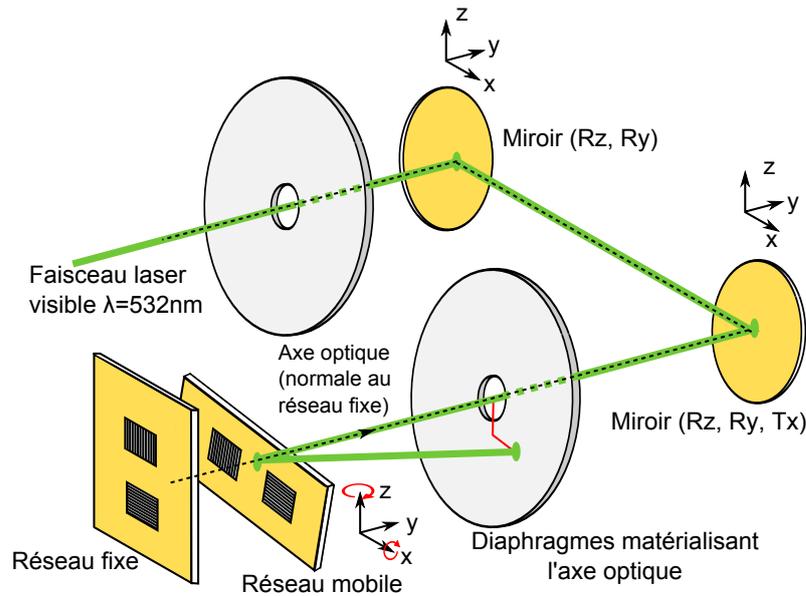


Figure 71: Schéma de principe pour le réglage grossier du parallélisme entre le réseau mobile et le réseau fixe. Le réseau mobile est contrôlé par la platine piézoélectrique et on se sert de la partie métallisée du réseau pour simbleauter le faisceau laser visible à $\lambda = 532\text{nm}$ avec l'axe optique matérialisé par les diaphragmes à iris.

par des fentes larges). En revanche dans le cas où les poutres sont en opposition, une impression de zone sombre existera due à la multiplication du nombre de poutres dans la zone considérée comme représenté en Figure 72.

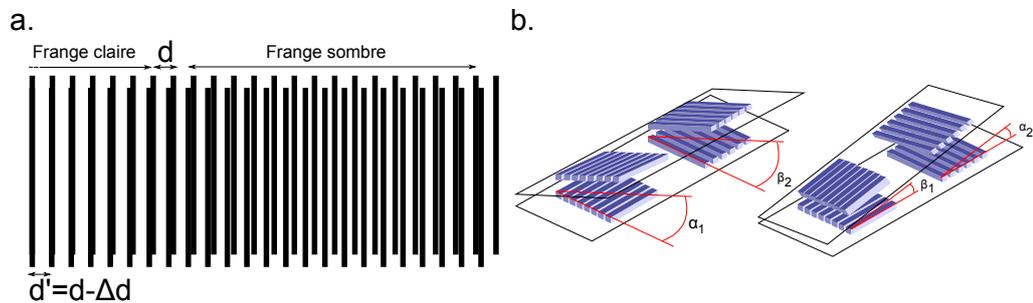


Figure 72: a. Figure de Moiré entre les réseaux mobiles et fixe. Les angles α_1 et α_2 introduisent une sous période $d' = d - \Delta d$ pour l'un des réseaux, ce qui entraîne l'apparition de franges sombres, lorsque les réseaux sont en opposition de phase, et de franges claires lorsqu'ils sont alignés. b. Schéma des réseaux avec les angles α et β à éliminer pour obtenir le parallélisme entre les réseaux. On dispose deux réseaux par échantillons pour pouvoir car l'angle β n'introduit pas de Moiré.

Les deux réseaux sont dans des configurations quelconques l'un par rapport à l'autre. C'est-à-dire qu'il existe un angle α et un angle β qui lorsqu'ils sont nuls définissent la condition de parallélisme entre les réseaux. La figure de Moiré ne permettant d'annuler qu'un seul de ces deux angles, nous avons conçu des échantillons comportant deux réseaux sub-longueur d'onde croisés avec $\alpha_1 = \beta_2$ et $\beta_1 = \alpha_2$. Ainsi on est capable en choisissant le couple de réseaux adéquat d'annuler les angles α et β et d'obtenir le parallélisme entre les réseaux des deux échantillons superposés.

Il faut alors régler l'alignement Φ entre les poutres du réseau mobile et celles du réseau fixe. On peut là encore se servir du Moiré de désorientation (réseaux de même pas non parallèles comme représentés en figure [Figure 73](#)). La figure de Moiré obtenue est constituée d'un maillage croisé. Une maille correspond en fait à un losange dont les cotés valent : $c = d/\sin(\Phi)$. L'espacement entre deux lignes claires, correspondant aux noeuds d'intersection entre les poutres des réseaux mobile et fixe, correspond à la moitié de la grande diagonale D du losange. On a alors d'après le théorème de Pythagore : $D^2 = c^2 * (1 + \cos(\Phi))^2 + d^2$

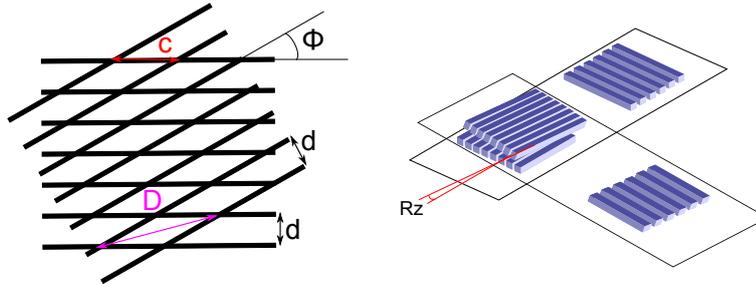


Figure 73: Figure de Moiré de désorientation. L'angle R_z entre les deux réseaux introduit une maille parallépipédique. Plus la longueur de la plus grande diagonale des losanges est grande, plus l'angle Φ diminue et donc plus les réseaux sont alignés.

On considère de petits angles Φ donc: $\cos(\Phi) \sim 1$ et $\sin(\Phi) \sim \Phi$.

On obtient alors :

$$D^2 = \frac{d^2}{\sin^2(\Phi)} (1 + \cos(\Phi))^2 + d^2 = 2d^2 \frac{1 + \cos(\Phi)}{\sin^2(\Phi)} \quad (44)$$

On en déduit :

$$\Phi \sim \frac{2d}{D} \quad (45)$$

On peut ainsi mesurer l'angle résiduel Φ entre les réseaux mobile et fixe en mesurant la valeur de la grande diagonale du losange. L'imprécision sur cette mesure d'angle est inversement proportionnelle à la mesure de distance et lorsque les deux réseaux sont parallèles, l'écart entre les lignes est "infini".

En pratique, il s'est avéré très difficile d'observer des figures de Moiré exploitables. D'une part parce que les systèmes optiques à disposition ne nous permettaient pas d'imager avec précision la figure en sortie de la structure mais également parce que de nombreuses franges d'interférences provenant des éléments présents sur le montage optique (lentilles, trous, poussières...) empêchent d'exploiter les figures de Moiré. Nous avons donc choisi de projeter ces figures de Moiré dans le plan de Fourier. Pour cela, on place une lentille en sortie des réseaux de manière à ce que le détecteur (caméra visible) soit situé au foyer

image de la lentille. On observe alors sur l'écran, le module carré de la transformée de Fourier correspondant à la transmittance des réseaux superposés dans l'ordre zéro.

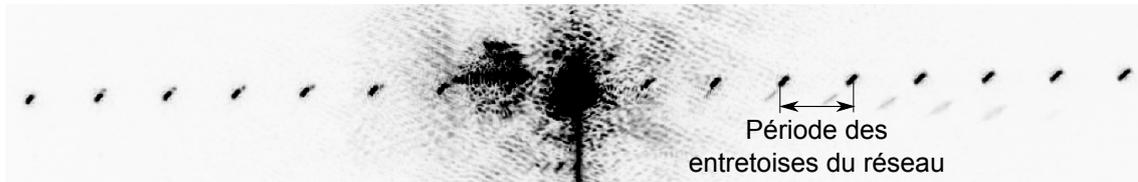


Figure 74: Figure de diffraction correspondant à un réseau sub-longueur d'onde éclairé par un laser vert à $\lambda = 532\text{nm}$. Le motif périodique correspond aux entretoises de renfort mécanique qui sont perpendiculaires à l'axe des poutres du réseau.

La [Figure 74](#) représente le module carré de la transformée de Fourier de la transmittance du réseau fixe après avoir sélectionné un ordre de diffraction à l'aide de la caméra visible. On constate que le motif périodique représenté est de petite période dans l'espace de Fourier ce qui correspond à une grande période dans l'espace réel. Il s'agit en effet, des entretoises de renfort mécanique dont la période est d'environ $72\mu\text{m}$. On superpose alors les deux réseaux et on observe la figure de diffraction associée à la structure DMG en [Figure 75.a](#).

On constate que l'on retrouve le motif diffracté périodique des entretoises des deux réseaux avec l'angle Φ correspondant à la colinéarité entre les poutres de chacun des réseaux. Pour rendre cet angle nul et ainsi aligner les poutres des deux réseaux, on met en regard les réseaux d'orientation croisée (cf. [Figure 75.b](#).) et on mesure l'angle Φ entre les motifs périodiques correspondants aux entretoises des réseaux mobile et fixe. On réitère cette mesure pour différentes valeurs de R_z sur la platine hexapode et on obtient la courbe représentée en [Figure 75.c](#). Par une régression linéaire, on obtient la valeur $R_z = 984\mu^\circ$ pour laquelle $\Phi = 90^\circ$ (i.e. les réseaux sont parfaitement croisés). On translate alors le réseau mobile de manière à aligner les réseaux avec la même orientation de barreaux comme représenté en [Figure 75.d](#). On observe alors la figure de diffraction de la structure en [Figure 76](#). On constate que les figures de diffraction de chacun des réseaux sont confondues ce qui est cohérent avec un bon alignement des échantillons. En revanche, on peut observer la présence de *satellites* repérés en rouge sur la [Figure 76](#) autour de chacune des taches de diffraction.

Ces satellites correspondent à un angle résiduel R_x , R_y et R_z entre les deux échantillons. Ils disparaissent lorsqu'on modifie finement ces angles à l'aide de la platine piézoélectrique pour obtenir un meilleur parallélisme entre les réseaux. On repère alors les valeurs de déplacements des différents axes piézoélectriques pour les deux réseaux alignés.

Nous avons donc positionné les échantillons superposés dans des plans parallèles et les poutres métalliques des réseaux fixe et mobile sont colinéaires. Il s'agit maintenant de mesurer le spectre en transmission de la structure. Pour cela, nous devons simbleauter le faisceau de l'OPO avec l'axe optique du montage.

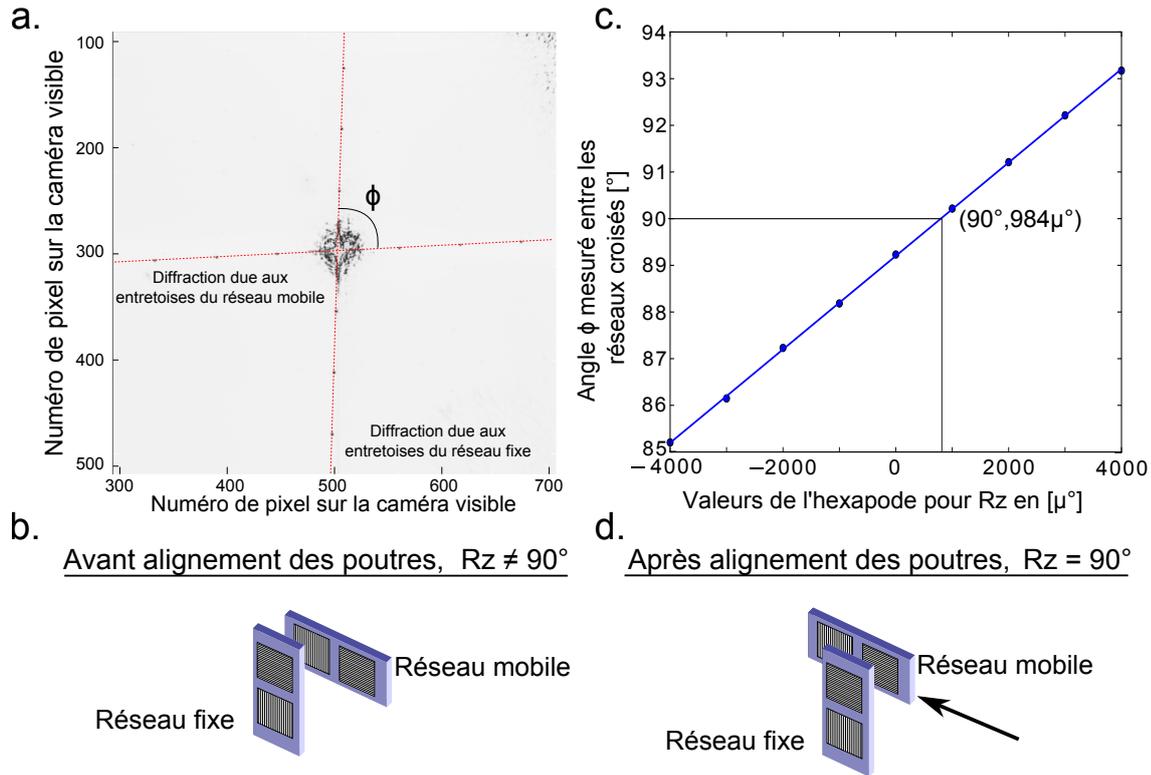


Figure 75: a. Figure de diffraction correspondant à la superposition de deux réseaux 1D croisés. L'angle Φ correspond à l'angle entre les poutres du réseau mobile et celles du réseau fixe. b. Mesure de l'angle Φ entre les poutres des réseaux par rapport à la valeur de consigne R_z entrée dans la platine piézoélectrique. c. Schéma de principe pour la procédure d'alignement de la colinéarité entre les poutres de chacun des réseaux.

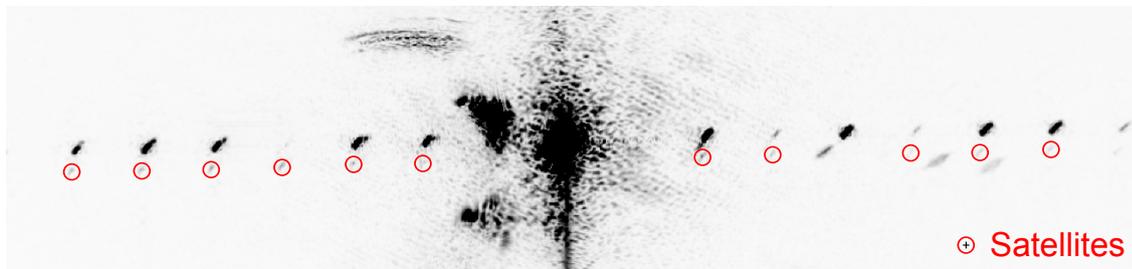


Figure 76: *Satellites* provenant d'angles résiduels R_x et R_y entre le réseau mobile et le réseau fixe. Lorsqu'ils disparaissent les deux échantillons sont parallèles ce qui permet un réglage fin.

5.3.3 Procédure d'alignement de la source infrarouge

Pour aligner le faisceau de l'OPO avec l'axe optique défini comme la normale aux réseaux superposés, on retire tout d'abord le miroir amovible du montage. Ce miroir, dont la position est repérée sur le banc optique n'est utile que dans le visible pour simbleauter le faisceau du laser avec l'axe optique. Nous fabriquons ensuite un périscope à l'aide d'un jeu de trois miroirs comme le représente la Figure 77. La colonne avec les deux premiers miroirs permet de sélection-

T_X	$3700\mu\text{m}$
T_Y	$-4250\mu\text{m}$
T_Z	$0\mu\text{m}$
R_X	-339m°
R_Y	-428m°
R_Z	-984m°

Table 8: Tableau récapitulatif des courses des actionneurs piézoélectriques dans le référentiel de l'hexapode pour lesquelles les deux réseaux sont alignés et dans des plans parallèles.

ner l'altitude du faisceau tout en conservant l'axe de polarisation de l'OPO. Le deuxième élément du montage est composé d'une lame semi réfléchissante qui permet en transmission de mesurer la référence avant le passage à travers les échantillons, et en réflexion de simbleauter l'axe du faisceau avec l'axe optique. Cette lame n'influence pas le sens de la polarisation du faisceau. Une platine de translation permet de sélectionner la position du spot laser sur les échantillons.

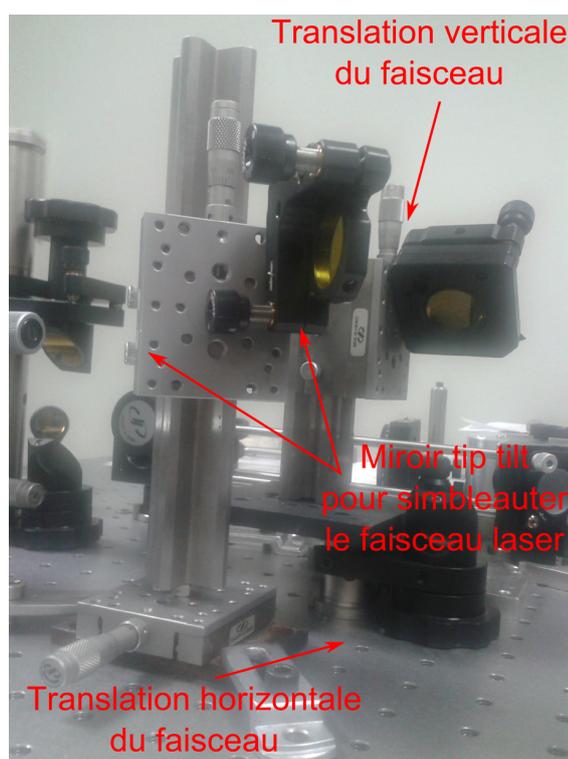


Figure 77: Périscope permettant de simbleauter le faisceau laser de l'oscillateur paramétrique optique avec l'axe optique défini par la normale au réseau fixe. Les platines de translation permettent de déplacer le faisceau de manière colinéaire dans l'espace tandis que les miroirs permettent d'orienter la direction du faisceau.

On simbleaute alors le faisceau de l'OPO avec l'axe optique matérialisé par l'alignement des trois diaphragmes grâce à une carte thermique. Une fois le faisceau colinéaire à l'axe optique, on effectue un spectre de référence qui servira

à obtenir la transmittance réelle des échantillons au moment des mesures. Il faut ensuite faire passer le faisceau de l'OPO à travers la fenêtre du réseau fixe. Pour cela, ne pouvant localiser de manière précise où impacte le spot laser sur la partie métallisée du réseau fixe, on place un hublot en ZnSe incliné à 45° en amont des échantillons. Le ZnSe étant semi transparent dans l'infrarouge, 70% du flux incident sur le hublot sera transmis tandis que 30% sera réfléchi. On se sert alors de la réflexion du faisceau infrarouge sur la partie métallisée des échantillons pour visualiser le spot laser grâce à une caméra infrarouge bande II, comme visible en [Figure 78](#).

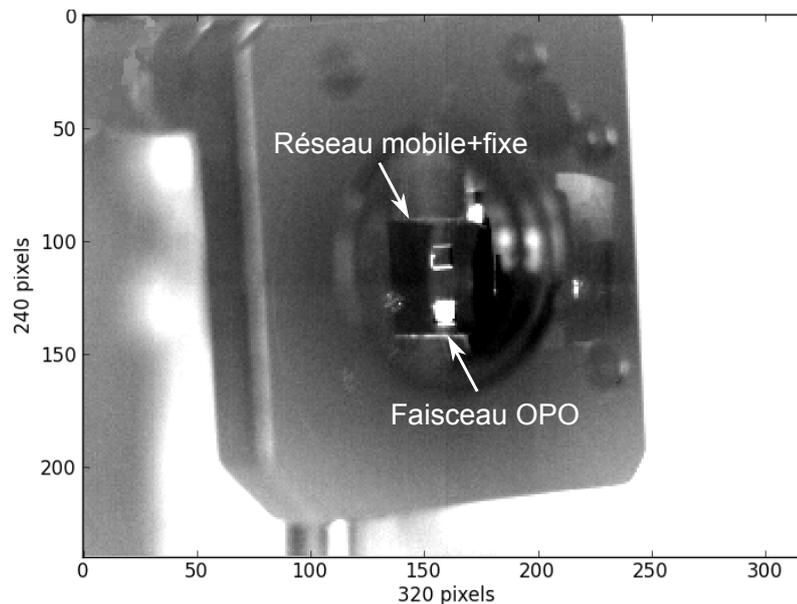


Figure 78: Image capturée par la caméra infrarouge bande II et permettant de vérifier la position du faisceau OPO sur les échantillons superposés.

Une fois que le faisceau laser passe grossièrement à travers le réseau fixe, on maximise alors le flux en translatant légèrement la platine piézoélectrique.

Il faut ensuite aligner en translation le réseau mobile et ce, grâce aux coordonnées des actionneurs piézoélectriques repérées précédemment pour l'alignement des réseaux en [Tableau 8](#). On affine l'alignement en translation entre les deux réseaux si besoin en maximisant une nouvelle fois le flux reçu par le détecteur.

5.3.4 Mesures de spectres à différentes altitudes

Nous mesurons le spectre de la structure DMG en [Figure 79](#) entre $\lambda = 3.7\mu\text{m}$ et $\lambda = 4.3\mu\text{m}$ et pour différentes hauteurs de cavité entre les réseaux. Les réseaux étant éloignés, on observe des oscillations de type Fabry-Perot. La différence entre les intervalles spectraux libres pour deux hauteurs de cavité différentes permet de remonter au déplacement relatif des réseaux l'un vers l'autre Δh_g . En comparant ce déplacement relatif à la valeur de consigne ΔT_z entrée dans

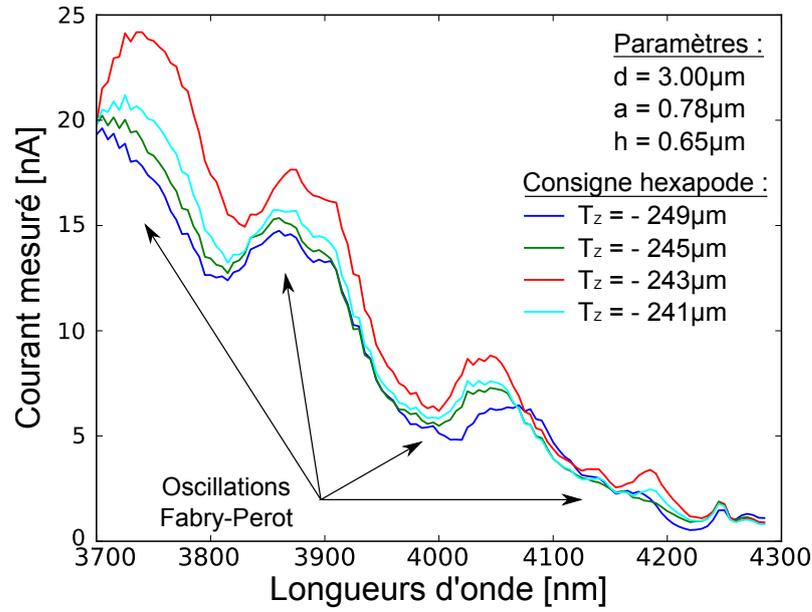


Figure 79: Spectres correspondant à la transmission de la structure DMG entre $\lambda = 3.7\mu\text{m}$ et $\lambda = 4.3\mu\text{m}$ pour différentes valeurs de consignes T_Z entrées dans le logiciel contrôlant la platine piézoélectrique. On constate la présence d'oscillations Fabry-Perot dont l'intervalle spectral libre permet de remonter à la variation réelle de la cavité entre les réseaux superposés.

le logiciel contrôlant la platine piézoélectrique, on peut vérifier la qualité du parallélisme entre les réseaux.

L'intervalle spectral libre $\Delta\nu_{\text{ISL}}$ d'un Fabry-Perot est lié à la longueur de sa cavité h_g par l'équation suivante :

$$h_g = \frac{c}{2\Delta\nu_{\text{ISL}}} = \frac{\lambda_1 * \lambda_2}{2(\lambda_2 - \lambda_1)} \quad (46)$$

On compare alors dans le [Tableau 9](#) les déplacements relatifs ΔT_Z sur la platine et Δh_g mesurés sur les spectres.

i	T_Z	λ_1	λ_2	h_g	$T_{Z_1} - T_{Z_i}$	$h_{g_1} - h_{g_i}$
1	-241µm	3738.7nm	4036.3nm	50.707µm	—	—
2	-243µm	3724.2nm	4041.5nm	47.436µm	2µm	3.271µm
3	-245µm	3717.0nm	4044.7nm	45.878µm	4µm	4.829µm
4	-249µm	3703.6nm	4065.3nm	41.626µm	8µm	9.081µm

Table 9: Vérification du parallélisme entre les plans contenant les réseaux mobile et fixe par comparaison des mesures des déplacements de la cavité relatifs par rapport à la consigne entrée à l'hexapode.

On constate que les réseaux sont dans des plans quasi parallèles mais il est impossible de conclure quant à l'altitude à laquelle se trouve le réseau mobile par rapport au réseau fixe. Nous avons vu en [Section 3.3.2.2](#) que lorsque

$h_g = d/2$ avec d la période des réseaux, la structure n'exhibe plus un comportement Fabry-Perot aux hautes longueurs d'onde et on voit apparaître l'extinction extraordinaire de la transmission. Ainsi, si on se place à une longueur d'onde hors bande passante du filtre, ici $\lambda = 3.8\mu\text{m}$, et que l'on effectue une mesure de la transmission pour différentes hauteurs de cavités, on s'attend à observer une disparition des oscillations de type Fabry-Perot lorsque la cavité est proche de $h_g = d/2$ comme représenté en [Figure 80](#).

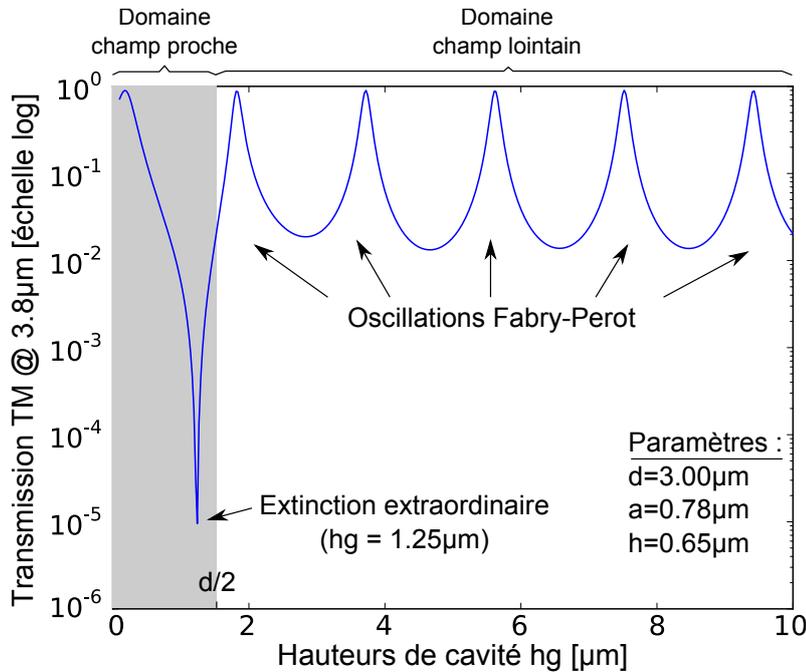


Figure 80: Simulations numériques correspondant à la transmission d'une structure DMG à $\lambda = 3.8\mu\text{m}$ en fonction de la hauteur de la cavité entre les réseaux. Le passage des réseaux en configuration champ proche est marqué par la disparition des oscillations Fabry-Perot et l'apparition de l'extinction de la transmission à $\lambda = 3.8\mu\text{m}$ pour $h_g = 1.24\mu\text{m}$.

On observe bien la disparition des oscillations de type Fabry-Perot pour $h_g < d/2$ et on voit apparaître un minimum de transmission qui correspond au décalage spectral de l'extinction extraordinaire de la transmission à mesure que la hauteur de la cavité diminue. On se place alors dans les mêmes conditions expérimentales en sélectionnant la longueur d'onde d'émission de l'OPO à $\lambda_{\text{OPO}} = 3.8\mu\text{m}$ et en mesurant le flux en sortie de la structure à l'aide du détecteur InSb. Les résultats sont présentés en [Figure 81](#).

On constate bien la présence d'oscillations de type Fabry-Perot lorsque les deux réseaux sont éloignés (configuration champ lointain). En revanche lorsque la consigne de déplacement de la platine est environ égale à $T_z \leq -278\mu\text{m}$ on constate un changement de régime dans les oscillations Fabry-Perot. La période entre deux oscillations augmente laissant supposer un contact entre les substrats des réseaux fixe et mobile en dehors de la zone structurée. Ce contact engendre un déplacement de la cavité plus faible que la valeur T_z entrée en consigne

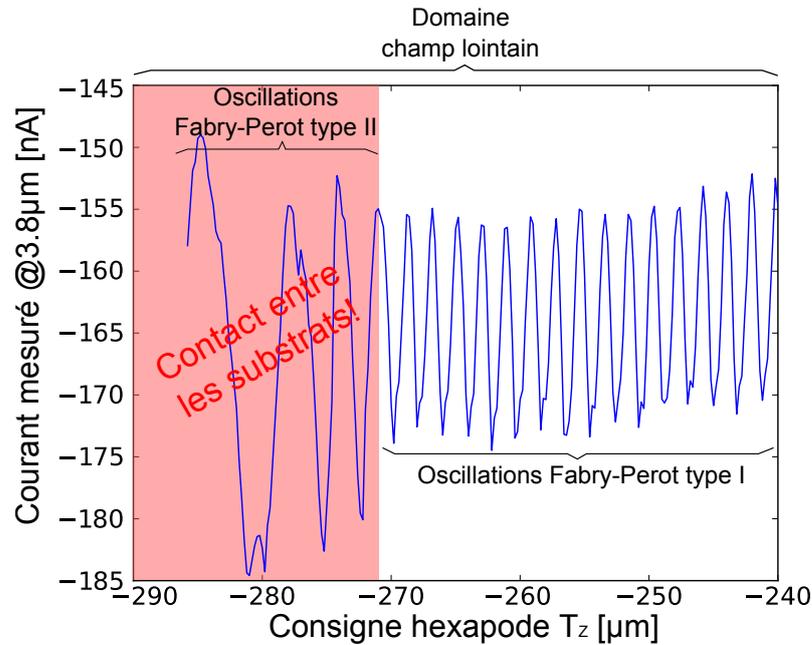


Figure 81: Mesures à $\lambda = 3.8\mu\text{m}$ du courant du détecteur en fonction de la distance entre les réseaux T_z entrée en consigne à l'hexapode. On constate la présence de deux types d'oscillations Fabry-Perot. Les oscillations Fabry-Perot de type I correspondent à celles observées en Figure 80. Les oscillations Fabry-Perot de type II ont une période qui augmente progressivement. Elles traduisent un écart entre la valeur de déplacement T_z en consigne et le déplacement réel des échantillons. Cet écart est dû à un contact entre les substrats des réseaux fixes et mobiles empêchant la mise en champ proche.

à l'hexapode ce qui a pour conséquence d'augmenter l'intervalle spectral libre entre deux oscillations.

Face aux difficultés d'approche des réseaux dans le domaine du champ proche, nous décidons de changer le design des échantillons en plaçant la membrane avec la fenêtre structurée du réseau sur *pilotis*. En effet, en gravant le substrat autour des réseaux, on s'assure que les réseaux peuvent être approchés au contact. Pour cela, quelques étapes de fabrications supplémentaires par rapport au procédé décrit précédemment en Figure 14 ont été nécessaires.

5.3.5 Fabrication d'échantillons surélevés

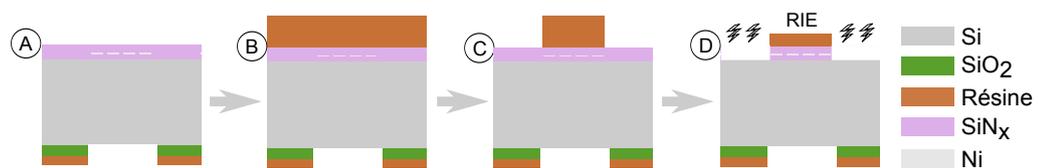


Figure 82: Procédé de fabrication des échantillons surélevés. Etapes A à D correspondant à la définition et à la protection de la zone surélevée de l'échantillon.

Nous suivons les étapes de fabrication *classique* jusqu'à ce que le masque du réseau en nickel (Ni) soit recouvert d'une couche protectrice de Si_3N_4 . La résine

ainsi que la couche d'oxyde de silicium (SiO_2) en face arrière de l'échantillon ont déjà été ouvertes par une goutte d'acide fluorhydrique (HF) dilué à 40% (étape A). Nous déposons alors en face avant une couche de résine très épaisse (environ $6\mu\text{m}$) négative (étape B) que l'on insole de manière à dégager une fenêtre correspondant à la taille du réseau (étape C). Le but de cette étape est de pouvoir graver le Si_3N_4 par ions réactifs (RIE) de manière à définir la zone de l'échantillon qui sera surélevée (étape D). L'ensemble de ces étapes est rappelé en [Figure 82](#). Une fois le nitrure de silicium complètement gravé, on poursuit la RIE de manière à amorcer la gravure du substrat en Si (étape E) pour être certain que le tétraméthylammonium hydroxide (TMAH) grave correctement le substrat non protégé par le Si_3N_4 . On retire alors la résine restante en face avant par solvant (étape F) et également en face arrière (étape G) pour éviter de polluer la solution de TMAH à 5% chaud (80°C) lors de la gravure du substrat de silicium (étape H). Après une heure environ de trempage, le substrat a été gravé sur une quarantaine de microns ce qui permet de surélever la partie qui correspondra au réseau. L'ensemble de ces étapes est décrit par la [Figure 83](#).

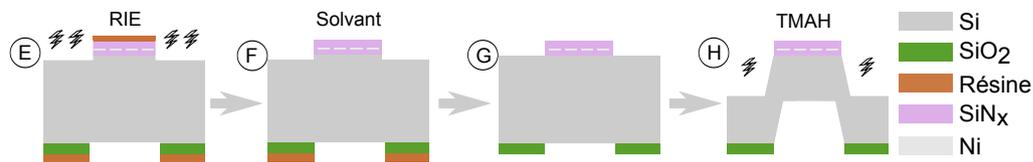


Figure 83: Procédé de fabrication des échantillons surélevés. Etapes E à H correspondant à la gravure du substrat au TMAH entraînant la surélévation du réseau.

On protège alors par une couche de Si_3N_4 déposée par PECVD la face avant de la structure (étape I) avant de replonger l'échantillon dans la solution de TMAH pendant environ sept heures (étape J). La face arrière de l'échantillon est alors entièrement gravée, laissant apparaître la membrane de Si_3N_4 suspendue. La [Figure 84](#) présente quelques photos prises au microscope optique juste avant l'étape de structuration de la membrane par gravure plasma (étape K). Sur la [Figure 84.a.](#) on peut observer la couche de Si_3N_4 épaisse et peu rugueuse car protégée par le masque de Ni lors de la gravure par RIE (étape E). Cette couche est surélevée d'environ $45\mu\text{m}$ par rapport à la partie grisée/rosée correspondant à une couche de Si_3N_4 plus fine déposée sur le reste du substrat gravé par TMAH. Dans l'angle entre les deux couches, la partie jaune translucide correspond à une zone suspendue du Si_3N_4 car le TMAH a légèrement attaqué le substrat de Si. La [Figure 84.b.](#) correspond à la bande de Si_3N_4 fine déposée sur le substrat gravé pour protéger la face avant lors de l'étape de gravure du substrat de Si en face arrière. Cette couche est relativement fine et suit la rugosité du substrat en Si qui a été gravé par le TMAH lors de l'étape H. La [Figure 84.c.](#) correspond à des gravures locales du substrat de Si par le TMAH qui s'est infiltré par les aspérités présentes dans la couche fine de protection de la face avant en Si_3N_4 . Les gravures se font suivant les axes cristallins du substrat d'où la forme pyramidale des motifs visibles. Enfin la [Figure 84.d.](#) correspond à l'un des réseaux. La partie marron représente la zone du réseau qui sera suspendue

tandis que la zone plus foncée correspond à la zone du réseau qui repose sur le substrat.

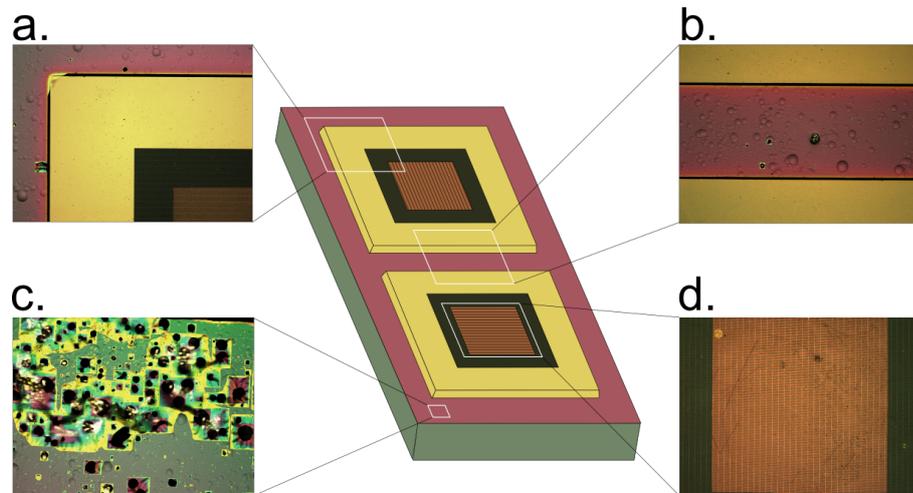


Figure 84: Photos prises au microscope optique et correspondances sur l'échantillon. a. Photos du réseau déposé sur la couche de nitrure non structurée. La partie marron pâle correspond à la fenêtre du réseau qui sera suspendue. La partie jaune correspond à la couche de Si_3N_4 épaisse sur la partie surélevée d'environ $45\mu\text{m}$ du substrat de silicium. La partie grisée/rosée correspond à la couche de Si_3N_4 beaucoup plus fine sur le substrat de Si gravé par le TMAH. b. Bande entre les zones surélevées de Si_3N_4 déposée sur le substrat de Si gravé. c. TMAH s'insérant dans les aspérités de la couche de Si_3N_4 et gravant le substrat de Si. Les gravures se font suivant des axes cristallins d'où la forme carrée des motifs visibles. d. Photo d'un réseau.

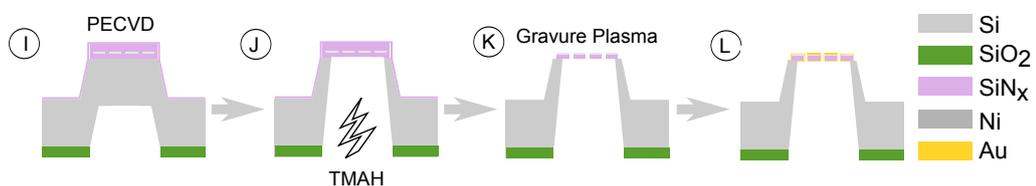


Figure 85: Procédé de fabrication des échantillons surélevés. Étapes I à L correspondant à l'ouverture en face arrière du substrat, à la suspension du réseau puis à la métallisation par évaporation d'une cible d'or.

On grave alors la face avant par plasma (gravure sèche qui permet de retirer plusieurs couches de Si_3N_4) pour laisser apparaître le masque de Ni (étape K). On enrobe alors le réseau d'or par évaporation d'une cible en inclinant l'échantillon de manière à ce que le réseau se comporte comme s'il était purement métallique (étape L). On a alors des échantillons dont les parties structurées en réseaux métalliques sont surélevées de manière à éviter le contact parasite entre les substrats lors de l'approche par la platine piézoélectrique. Les dernières étapes du procédé de fabrication sont rappelées en [Figure 85](#)

Nous avons bon espoir que ces échantillons surélevés par rapport au plan du substrat les supportant puissent être mis en champ proche de manière à caractériser l'agilité spectrale de l'extinction extraordinaire ainsi que son influence sur la résonance du filtre.

Conclusion

Bien que les mesures avec la nouvelle génération d'échantillons pour étudier l'agilité spectrale de l'extinction extraordinaire dans la structure DMG n'aient pas été menées faute de temps, les résultats obtenus sont encourageants. Nous avons mis en place une procédure d'alignement des réseaux qui permet d'assembler en champ proche des structures sub-longueurs d'onde grâce à une platine hexapode piézoélectrique de résolution nanométrique. Le banc optique obtenu permettra de caractériser les structures superposées en fonction de leur position relative dans l'espace de manière à optimiser le design de filtres à venir. En effet, grâce à ce banc il est possible de tester l'influence de la rotation du réseau mobile par rapport au réseau fixe ce qui n'est pas possible actuellement avec la modélisation numérique des structures couche par couche.

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

L'objectif premier de cette thèse était de proposer de nouveaux concepts de filtres spectralement agiles et exhibant une forte efficacité de réjection hors bande passante. Pour répondre à ces besoins, j'ai dû, dans un premier temps, appréhender le travail de mes prédécesseurs sur les réseaux sub-longueur d'onde et comprendre la physique régissant ce type de nanostructures. J'ai ensuite proposé plusieurs concepts d'objets filtrant visant à améliorer la tolérance angulaire et l'efficacité de réjection hors bande passante. Parmi les structures proposées, je me suis particulièrement intéressé à travers ce manuscrit, à la superposition de réseaux métalliques sub-longueur d'onde en champ proche. En effet, cette structure s'est avérée exhiber une efficacité de réjection hors bande passante au-delà de nos espérances et ce, du fait de la présence d'une extinction extraordinaire de la transmission, différente de l'anomalie de Rayleigh-Wood, dont la position spectrale dépend fortement de la position relative des deux réseaux dans l'espace.

Pour comprendre ce phénomène original, j'ai implémenté une méthode heuristique basée sur la combinaison de la règle de Mason et la traduction des interactions entre les modes évanescents et propagatifs en graphes de fluence. Cette méthode a permis de mettre en lumière dans ce manuscrit, et pour la première fois à notre connaissance, les origines de cette extinction qui provient d'une interférence entre un ordre propagatif et un ou plusieurs ordres évanescents. Ce formalisme a également été testé dans deux thèses contemporaines de celle-ci pour valider la compréhension des mécanismes de transmission dans une structure basée sur des résonances de modes guidés [81] et également pour comprendre les résonances dans des cavités conductrices InGaAs et GaAs [82]. Il s'inscrit alors comme un outil non négligeable pour la conception et l'optimisation de futures structures optiques résonantes.

Cette thèse, à travers l'étude du phénomène d'extinction extraordinaire et de son influence sur la réponse spectrale de la structure, offre une nouvelle brique de base pour la conception de filtres hautes performances. En effet, après avoir démontré dans quelles conditions ce phénomène apparaissait, j'ai montré qu'il était possible en simulations numériques de combiner plusieurs extinctions extraordinaires en empilant trois réseaux ou plus. J'ai également proposé une structure en réflexion permettant d'obtenir une extinction extraordinaire de la réflexion. Nul doute que les futurs design de filtres proposés seront ainsi symétrisés en champ proche de manière à posséder une forte efficacité de réjection large bande.

Pour faciliter la superposition de structures en champ proche, j'ai également développé, au cours de cette thèse, un procédé de fabrication en salle blanche

permettant l'encapsulation des filtres dans du diélectrique. La structure fabriquée a permis de démontrer la fonction de réjection liée à la présence de l'extinction extraordinaire de la transmission et permettra à court terme la conception de filtres 2D par exemple pour s'affranchir des effets de polarisation ou tolérant angulairement.

Enfin, j'ai conçu un banc optique visant à assembler en champ proche des nanostructures filtrantes tout en contrôlant leur position relative dans l'espace grâce à une platine hexapode piézoélectrique. J'ai ainsi établi une procédure originale d'alignement des réseaux sub-longueurs d'onde qui permettra lorsque le banc sera opérationnel de caractériser spectralement et de manière complète les structures testées. Certaines configurations dans lesquelles un seul des réseaux est incliné par rapport à l'autre pourront ainsi être testées ce qui est actuellement difficilement simulable avec les méthodes numériques fonctionnant en couche par couche. Ce banc s'inscrit donc comme un outil de conception complémentaire des méthodes numériques dans l'optique d'optimiser les futurs concepts de filtres nanophotoniques.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] V. E. Ferry, L. A. Sweatlock, D. Pacifici, and H. A. Atwater, "Plasmonic nanostructure design for efficient light coupling into solar cells," *Nano letters*, vol. 8, no. 12, pp. 4391–4397, 2008.
- [2] H. A. Atwater and A. Polman, "Plasmonics for improved photovoltaic devices," *Nature materials*, vol. 9, no. 3, pp. 205–213, 2010.
- [3] R. A. Pala, J. White, E. Barnard, J. Liu, and M. L. Brongersma, "Design of plasmonic thin-film solar cells with broadband absorption enhancements," *Advanced Materials*, vol. 21, no. 34, pp. 3504–3509, 2009.
- [4] M. E. Stewart, C. R. Anderton, L. B. Thompson, J. Maria, S. K. Gray, J. A. Rogers, and R. G. Nuzzo, "Nanostructured plasmonic sensors," *Chemical reviews*, vol. 108, no. 2, pp. 494–521, 2008.
- [5] J. N. Anker, W. P. Hall, O. Lyandres, N. C. Shah, J. Zhao, and R. P. Van Duyne, "Biosensing with plasmonic nanosensors," *Nature materials*, vol. 7, no. 6, pp. 442–453, 2008.
- [6] J. Rosenberg, R. V. Shenoi, T. E. Vandervelde, S. Krishna, and O. Painter, "A multispectral and polarization-selective surface-plasmon resonant mid-infrared detector," *Applied Physics Letters*, vol. 95, no. 16, pp. 161101–161101, 2009.
- [7] T. Xu, Y.-K. Wu, X. Luo, and L. J. Guo, "Plasmonic nanoresonators for high-resolution colour filtering and spectral imaging," *Nature Communications*, vol. 1, p. 59, 2010.
- [8] R. Haïdar, G. Vincent, S. Collin, N. Bardou, N. Guérineau, J. Deschamps, and J.-L. Pelouard, "Free-standing subwavelength metallic gratings for snapshot multispectral imaging," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 96, p. 221104, 2010.
- [9] J. Blasco, N. Aleixos, and E. Moltó, "Machine vision system for automatic quality grading of fruit," *Biosystems Engineering*, vol. 85, no. 4, pp. 415–423, 2003.
- [10] F. Meriaudeau, "Real time multispectral high temperature measurement: Application to control in the industry," *Image and Vision Computing*, vol. 25, no. 7, pp. 1124–1133, 2007.
- [11] G. Vincent, C. Billaudeau, S. Collin, R. Haïdar, A. Madouri, D. Chouteau, M. Laroche, N. Guérineau, F. Pardo, and J.-L. Pelouard, "Drilled dielectric membranes for highly resonant filtering in the infrared (Proceedings Paper)," 2007.

- [12] P. Ghenuche, G. Vincent, M. Laroche, N. Bardou, R. Haïdar, J.-L. Pelouard, and S. Collin, "Nearly total optical extinction in arrays of non-resonant nanorods," in *SPIE NanoScience+ Engineering*, pp. 80940J–80940J, International Society for Optics and Photonics, 2011.
- [13] S. Collin, G. Vincent, R. Haïdar, N. Bardou, S. Rommeluère, and J.-L. Pelouard, "Nearly perfect fano transmission resonances through nanoslits drilled in a metallic membrane," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 104, no. 2, p. 027401, 2010.
- [14] T. Ebbesen, H. Lezec, H. Ghaemi, T. Thio, and P. Wolff, "Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays," *Nature*, vol. 391, no. 6668, pp. 667–669, 1998.
- [15] H. A. Bethe, "Theory of diffraction by small holes," *Phys. Rev.*, vol. 66, pp. 163–182, 1944.
- [16] J. A. Porto, F. J. García-Vidal, and J. B. Pendry, "Transmission resonances on metallic gratings with very narrow slits," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 83, no. 14, pp. 2845–2848, 1999.
- [17] A. Vittorini-Orgeas and A. Bianconi, "From majorana theory of atomic autoionization to feshbach resonances in high temperature superconductors," *Journal of superconductivity and novel magnetism*, vol. 22, no. 3, pp. 215–221, 2009.
- [18] S. Bains, "High transmission through subwavelength gratings inspires debate," *OE-Reports, Technology and Trends for the International Optical Engineering Community*, vol. 195, 2000.
- [19] E. Moreno, L. Martín-Moreno, and F. García-Vidal, "Extraordinary optical transmission without plasmons: the s-polarization case," *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, vol. 8, no. 4, p. S94, 2006.
- [20] G. Ghazi and M. Shahabadi, "Modal analysis of extraordinary transmission through an array of subwavelength slits," *Progress In Electromagnetics Research*, vol. 79, pp. 59–74, 2008.
- [21] B. Sturman, E. Podivilov, and M. Gorkunov, "Theory of extraordinary light transmission through arrays of subwavelength slits," *Physical Review B*, vol. 77, no. 7, p. 075106, 2008.
- [22] P. Bouchon, F. Pardo, B. Portier, L. Ferlazzo, P. Ghenuche, G. Dagher, C. Dupuis, N. Bardou, R. Haïdar, and J.-L. Pelouard, "Total funneling of light in high aspect ratio plasmonic nanoresonators," *Applied Physics Letters*, vol. 98, no. 19, pp. 191109–191109, 2011.
- [23] L. Martín-Moreno, F. J. García-Vidal, H. J. Lezec, K. M. Pellerin, T. Thio, J. B. Pendry, and T. W. Ebbesen, "Theory of extraordinary optical transmission through subwavelength hole arrays," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 86, no. 6, pp. 1114–1117, 2001.

- [24] K. J. K. Koerkamp, S. Enoch, F. B. Segerink, N. F. van Hulst, and L. Kuipers, "Strong influence of hole shape on extraordinary transmission through periodic arrays of subwavelength holes," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 92, no. 18, p. 183901, 2004.
- [25] R. W. Wood, "Anomalous diffraction gratings," *Phys. Rev.*, vol. 48, no. 12, pp. 928–936, 1935.
- [26] A. Hessel and A. Oliner, "A new theory of wood's anomalies on optical gratings," *Applied Optics*, vol. 4, no. 10, pp. 1275–1297, 1965.
- [27] C. Genet, M. P. van Exter, and J. Woerdman, "Fano-type interpretation of red shifts and red tails in hole array transmission spectra," *Optics Communications*, vol. 225, no. 4, pp. 331–336, 2003.
- [28] S. Fan, W. Suh, and J. Joannopoulos, "Temporal coupled-mode theory for the fano resonance in optical resonators," *JOSA A*, vol. 20, no. 3, pp. 569–572, 2003.
- [29] M. Sarrazin, J.-P. Vigneron, and J.-M. Vigoureux, "Role of wood anomalies in optical properties of thin metallic films with a bidimensional array of subwavelength holes," *Physical Review B*, vol. 67, no. 8, p. 085415, 2003.
- [30] S. Bandopadhyay, B. Dutta-Roy, and H. Mani, "Understanding the fano resonance through toy models," *American journal of physics*, vol. 72, p. 1501, 2004.
- [31] R. Wood, "Xxvii. diffraction gratings with controlled groove form and abnormal distribution of intensity," *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, vol. 23, no. 134, pp. 310–317, 1912.
- [32] L. Rayleigh, "On the dynamical theory of gratings," *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, vol. 79, no. 532, pp. 399–416, 1907.
- [33] U. Fano, "The theory of anomalous diffraction gratings and of quasi-stationary waves on metallic surfaces (sommerfeld's waves)," *JOSA*, vol. 31, no. 3, pp. 213–222, 1941.
- [34] G. Vincent, *Réseaux métalliques sub-longueur d'onde, applications à l'optique infrarouge*. PhD thesis, Université Paris Sud-Paris XI, 2008.
- [35] G. Druart, N. Guérineau, R. Haïdar, E. Lambert, M. Tauvy, S. Théas, S. Rommeluère, J. Primot, and J. Deschamps, "Multicam: a miniature cryogenic camera for infrared detection," in *Photonics Europe*, pp. 69920G–69920G, International Society for Optics and Photonics, 2008.
- [36] D. W. Keith, C. R. Ekstrom, Q. A. Turchette, and D. E. Pritchard, "An interferometer for atoms," *Physical Review Letters*, vol. 66, no. 21, p. 2693, 1991.

- [37] D. W. Keith, R. J. Soave, and M. J. Rooks, "Free-standing gratings and lenses for atom optics," *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*, vol. 9, no. 6, pp. 2846–2850, 1991.
- [38] J. Carter, D. Olster, M. Schattenburg, A. Yen, and H. I. Smith, "Large-area, free-standing gratings for atom interferometry produced using holographic lithography," *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*, vol. 10, no. 6, pp. 2909–2911, 1992.
- [39] T. Savas, S. N. Shah, M. Schattenburg, J. Carter, and H. I. Smith, "Achromatic interferometric lithography for 100-nm-period gratings and grids," *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*, vol. 13, no. 6, pp. 2732–2735, 1995.
- [40] T. Savas, M. Schattenburg, J. Carter, and H. I. Smith, "Large-area achromatic interferometric lithography for 100 nm period gratings and grids," *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*, vol. 14, no. 6, pp. 4167–4170, 1996.
- [41] M. Gad-el Hak, "The mems handbook. 2002," CRC, BocaRaton, FL.
- [42] B. Luk'yanchuk, N. I. Zheludev, S. A. Maier, N. J. Halas, P. Nordlander, H. Giessen, and C. T. Chong, "The fano resonance in plasmonic nanostructures and metamaterials," *Nature materials*, vol. 9, no. 9, pp. 707–715, 2010.
- [43] K. Renk and L. Genzel, "Interference filters and fabry-perot interferometers for the far infrared," *Applied Optics*, vol. 1, no. 5, pp. 643–648, 1962.
- [44] A. Mitsubishi, Y. Otsuka, S. Fujita, and H. Yoshinaga, "Metal mesh filters in the far infrared region," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 2, p. 574, 1963.
- [45] P. Vogel and L. Genzel, "Transmission and reflection of metallic mesh in the far infrared," *Infrared Physics*, vol. 4, no. 4, pp. 257–262, 1964.
- [46] R. Rawcliffe and C. Randall, "Metal mesh interference filters for the far infrared," *Applied optics*, vol. 6, no. 8, pp. 1353–1358, 1967.
- [47] R. Ulrich, "Far-infrared properties of metallic mesh and its complementary structure," *Infrared Physics*, vol. 7, no. 1, pp. 37–55, 1967.
- [48] R. Ulrich, "Effective low-pass filters for far infrared frequencies," *Infrared Physics*, vol. 7, no. 2, pp. 65–74, 1967.
- [49] C. Cunningham, "Resonant grids and their use in the construction of sub-millimetre filters," *Infrared physics*, vol. 23, no. 4, pp. 207–215, 1983.
- [50] S. Chase and R. Joseph, "Resonant array bandpass filters for the far infrared," *Applied optics*, vol. 22, no. 11, pp. 1775–1779, 1983.

- [51] M. Pradhan and R. Garg, "Far infrared transmission characteristics of multi-element reciprocal grid interference filters," *Infrared Physics*, vol. 17, no. 4, pp. 253–256, 1977.
- [52] R. Garg and M. Pradhan, "Far-infrared characteristics of multi-element interference filters using different grids," *Infrared Physics*, vol. 18, no. 4, pp. 293–298, 1978.
- [53] H. B. Chan, Z. Marcet, K. Woo, D. B. Tanner, D. W. Carr, J. E. Bower, R. A. Cirelli, E. Ferry, F. Klemens, J. Miner, C. S. Pai, and J. A. Taylor, "Optical transmission through double-layer metallic subwavelength slit arrays," *Opt. Lett.*, vol. 31, no. 4, pp. 516–518, 2006.
- [54] C. Cheng, J. Chen, D.-J. Shi, Q.-Y. Wu, F.-F. Ren, J. Xu, Y.-X. Fan, J. Ding, and H.-T. Wang, "Physical mechanism of extraordinary electromagnetic transmission in dual-metallic grating structures," *Phys. Rev. B*, vol. 78, no. 7, p. 075406, 2008.
- [55] P. Bouchon, F. Pardo, R. Häidar, and J.-L. Pelouard, "Fast modal method for subwavelength gratings based on B-spline formulation," *JOSA A*, vol. 27, no. 4, pp. 696–702, 2010.
- [56] J.-T. Shen, P. B. Catrysse, and S. Fan, "Mechanism for designing metallic metamaterials with a high index of refraction," *Physical review letters*, vol. 94, no. 19, p. 197401, 2005.
- [57] A. Pimenov and A. Loidl, "Experimental demonstration of artificial dielectrics with a high index of refraction," *Physical Review B*, vol. 74, no. 19, p. 193102, 2006.
- [58] G. Kang, I. Vartiainen, B. Bai, P. Pääkkönen, and J. Turunen, "Compact middle-wave infrared fabry-perot interferometer with double metallic subwavelength gratings," *Optics Letters*, vol. 36, no. 6, pp. 1011–1013, 2011.
- [59] J. T. Knudtson, D. S. Levy, and K. C. Herr, "Electronically tunable, first-order fabry-perot infrared filter," *Optical engineering*, vol. 35, no. 8, pp. 2313–2320, 1996.
- [60] V. B. Markov, A. I. Khizhnyak, V. Goren, and W. B. Cook, "Narrow band-pass widely tunable fabry-perot filter," in *Fourth International Asia-Pacific Environmental Remote Sensing Symposium 2004: Remote Sensing of the Atmosphere, Ocean, Environment, and Space*, pp. 126–137, International Society for Optics and Photonics, 2005.
- [61] Z. Sun and Q. Lin, "Study of a fabry-perot-like microcavity with sandwiched metallic gratings for tunable filter arrays," *Photonics Technology Letters, IEEE*, vol. 20, no. 13, pp. 1157–1159, 2008.
- [62] C. Goenka, J. Semeter, J. Noto, H. Dahlgren, R. Marshall, J. Baumgardner, J. Riccobono, and M. Migliozzi, "Tunable filters for multispectral imaging of aeronautical features," *Advances in Space Research*, 2013.

- [63] V. Babicheva and Y. Lozovik, "Extraordinary transmission and suppression of transmission of dual metal gratings with subwavelength slits," in *AIP Conference Proceedings*, vol. 1291, p. 103, 2010.
- [64] K. Akiyama, K. Takano, Y. Abe, Y. Tokuda, and M. Hangyo, "Optical transmission anomalies in a double-layered metallic slit array," *Optics express*, vol. 18, no. 17, pp. 17876–17882, 2010.
- [65] V. Babicheva and Y. E. Lozovik, "Role of surface plasmon polaritons in anomalous transmission of an electromagnetic wave through two arrays with subwavelength slits," *Physics of the Solid State*, vol. 53, no. 4, pp. 804–809, 2011.
- [66] Z. Marcet, J. Paster, D. Carr, J. Bower, R. Cirelli, F. Klemens, W. Mansfield, J. Miner, C. Pai, and H. Chan, "Controlling the phase delay of light transmitted through double-layer metallic subwavelength slit arrays," *Optics letters*, vol. 33, no. 13, pp. 1410–1412, 2008.
- [67] M. Moharam and T. Gaylord, "Rigorous coupled-wave analysis of planar-grating diffraction," *JOSA*, vol. 71, no. 7, pp. 811–818, 1981.
- [68] P. Lalanne and G. M. Morris, "Highly improved convergence of the coupled-wave method for tm polarization," *JOSA A*, vol. 13, no. 4, pp. 779–784, 1996.
- [69] F. Lemarchand, A. Sentenac, E. Cambril, and H. Giovannini, "Study of the resonant behaviour of waveguide gratings: increasing the angular tolerance of guided-mode filters," *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, vol. 1, no. 4, p. 545, 1999.
- [70] D. Delbeke, P. Bienstman, R. Bockstaele, and R. Baets, "Rigorous electromagnetic analysis of dipole emission in periodically corrugated layers: the grating-assisted resonant-cavity light-emitting diode," *JOSA A*, vol. 19, no. 5, pp. 871–880, 2002.
- [71] G. Niederer, H. P. Herzig, J. Shamir, H. Thiele, M. Schnieper, and C. Zschokke, "Tunable, oblique incidence resonant grating filter for telecommunications," *Applied optics*, vol. 43, no. 8, pp. 1683–1694, 2004.
- [72] E. Sakat, G. Vincent, P. Ghenuche, N. Bardou, S. Collin, F. Pardo, J. Pelouard, and R. Haïdar, "Guided mode resonance in subwavelength metallodielectric free-standing grating for bandpass filtering," *Optics letters*, vol. 36, no. 16, pp. 3054–3056, 2011.
- [73] S. J. Mason, "Feedback theory-some properties of signal flow graphs," *Proceedings of the IRE*, vol. 41, no. 9, pp. 1144–1156, 1953.
- [74] L. Li, "Formulation and comparison of two recursive matrix algorithms for modeling layered diffraction gratings," *JOSA A*, vol. 13, no. 5, pp. 1024–1035, 1996.

- [75] C. De Boor, "On calculating with b -splines," *Journal of Approximation Theory*, vol. 6, no. 1, pp. 50–62, 1972.
- [76] M. G. Cox, "The numerical evaluation of b -splines," *IMA Journal of Applied Mathematics*, vol. 10, no. 2, pp. 134–149, 1972.
- [77] M. Laroche, S. Albaladejo, R. Gómez-Medina, and J. J. Sáenz, "Tuning the optical response of nanocylinder arrays: An analytical study," *Physical Review B*, vol. 74, no. 24, p. 245422, 2006.
- [78] J. E. Stewart and W. S. Gallaway, "Diffraction anomalies in grating spectrophotometers," *Applied Optics*, vol. 1, no. 4, pp. 421–429, 1962.
- [79] P. Ghenuche, G. Vincent, M. Laroche, N. Bardou, R. Haïdar, J.-L. Pelouard, and S. Collin, "Optical extinction in a single layer of nanorods," *Physical review letters*, vol. 109, no. 14, p. 143903, 2012.
- [80] O. Bryngdahl, "Polarization-grating moiré," *JOSA*, vol. 62, no. 7, pp. 839–848, 1972.
- [81] E. Sakat, *Structures métal-diélectriques à résonance de mode guidé et applications au filtrage et à l'imagerie infrarouge*. PhD thesis, Ecole Polytechnique X, 2013.
- [82] B. Portier, *Concepts 2D et 3D de résonateurs sub-longueur d'onde pour application à la photodétection*. PhD thesis, Ecole Polytechnique X, 2013.

Extinction extraordinaire par superposition en champ proche de filtres élémentaires nanostructurés

Les objets structurés à l'échelle sub-longueur d'onde sont le siège d'interactions lumière-matière permettant d'obtenir des résonances d'amplitude extraordinaire localisées spectralement.

Ils permettent ainsi la réalisation de filtres spectraux dans l'infrarouge. Pour améliorer les performances de ces filtres et ce, notamment en termes d'efficacité de réjection, j'ai étudié au cours de ma thèse la superposition de structures sub-longueur d'onde identiques mettant en jeu des modes évanescents et propagatifs. J'ai ainsi mis en évidence la présence d'une extinction extraordinaire de la transmission ou de la réflexion lorsque les structures sont en champ proche. L'origine de ce phénomène est révélée dans ce manuscrit grâce à la mise en place d'une approche heuristique basée sur la formule de Mason et la traduction des interactions entre les modes propagatifs et évanescents en graphes de fluence.

J'ai ainsi pu établir des règles de conception qui ouvrent la voie vers le design de structures filtrantes hautes performances à forte efficacité de réjection hors bande passante.

De manière à valider cette étude théorique, j'ai conçu et fabriqué une structure encapsulée dans du diélectrique qui a permis de démontrer la fonction d'amélioration de l'efficacité de réjection dans les structures superposées. Parallèlement, j'ai cherché à étudier l'agilité spectrale de cette extinction extraordinaire en superposant dynamiquement deux structures filtrantes par le biais d'actionneurs piézoélectriques. Véritable challenge expérimental, ce banc a nécessité la mise en place d'une procédure d'alignement originale des réseaux sublongueur d'onde pour une mise en champ proche par assemblage.

Mots-clés : RESEAU SUB-LONGUEUR D'ONDE ; PLASMONIQUE ; INFRAROUGE ; EXTINCTION EXTRAORDINAIRE ;
FILTRAGE SPECTRAL

extraordinary extinction by near field superposition of elementary nanostructured filters

Devices structured to the sub-wavelength scale are the subject of light-matter interactions that enable spectrally localized resonances with extraordinary amplitude.

Thus, they allow the realization of spectral filters in the infrared range. To improve those filters' performances and more particularly regarding the rejection efficiency, I have studied during my PhD the superposition of identical sub-wavelength structures that bring propagative and evanescent modes into play. This way, I have evidenced the presence of an extraordinary extinction of either the transmission or the reflection when the structures are in near-field. The extraordinary extinction's origins is revealed in the manuscript using a phenomenological approach based on the combination of Mason's rule with signal flow graphs that translate interactions between propagative and evanescent modes.

This way, I have been able to establish conception rules that pave the way to the design of high performances filtering structures with strong rejection efficiency out of the band pass. To be able to confirm this theoretical study, I have then designed and built a structure encapsulated into dielectric which has allowed to demonstrate the improvement on the rejection efficiency for cascaded structures. At the same time, I tried to investigate the spectral agility of the extraordinary extinction by dynamically superimposing two filtering structures using piezoelectric actuators. True experimental challenge, this optical bench has required the development of an original alignment protocol to be able to assemble the two sub-wavelength gratings in near field.

Keywords : SUBWAVELENGTH GRATING ; PLASMONICS ; INFRARED ; EXTRAORDINARY EXTINCTION; SPECTRAL
FILTERING