



**HAL**  
open science

# Etude d'un filtre à double réseau résonnant pour spectroscopie embarquée

Kristel Chan Shin Yu

► **To cite this version:**

Kristel Chan Shin Yu. Etude d'un filtre à double réseau résonnant pour spectroscopie embarquée. Electromagnétisme. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2012. Français. NNT : . tel-00681980

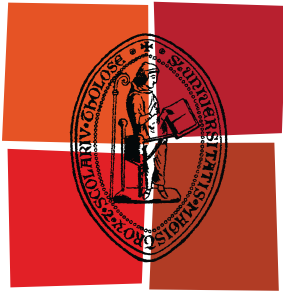
**HAL Id: tel-00681980**

**<https://theses.hal.science/tel-00681980>**

Submitted on 23 Mar 2012

**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.



Université  
de Toulouse

# THÈSE

En vue de l'obtention du  
**DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE**

**Délivré par :**

Université Toulouse III Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)

**Discipline ou spécialité :**

Micro-Ondes, Electromagnétisme, et Optoélectronique

---

**Présentée et soutenue par :**

Kristel CHAN SHIN YU

**le :** 17 Janvier 2012

**Titre :**

Etude d'un filtre à double réseau résonnant pour spectroscopie embarquée

---

**Ecole doctorale :**

Génie Electrique, Electronique et Télécommunications (GEET)

**Unité de recherche :**

LAAS - CNRS

**Directeur(s) de Thèse :**

Pr. Philippe ARGUEL

Dr. Anne-Laure FEHREMBACH

**Rapporteurs :**

Pr. Gérard GRANET

Dr. Yves JOURLIN

**Membre(s) du jury :**

Pr. Agnès MAÎTRE (examinatrice)

Pr. Adam WALTERS (président)

Dr. Olivier GAUTHIER-LAFAYE (membre invité)

Dr. Jacques LOESEL (membre invité)



# Remerciements

Je profite de ces quelques lignes pour remercier toutes les personnes qui ont participées, de près ou de loin, à l'aboutissement de ce mémoire.

Ce travail de thèse fait parti d'un projet porté par le CNES. Je tiens donc à remercier tout particulièrement Jacques Berthon et Jacques Loesel de m'avoir accordé leur confiance et de m'avoir permis de faire partie de ce monde fascinant du spatial.

Cette thèse a été réalisée au LAAS-CNRS, au sein du groupe Photonique, et en collaboration avec l'Institut Fresnel, au sein de l'équipe CLARTE. Je remercie Raja Chatila, Jean-Louis Sanchez et Jean Arlat, directeurs successifs du LAAS-CNRS et Hugues Giovannini, directeur de l'Institut Fresnel, pour m'avoir accueillie dans leur laboratoire respectif et ainsi de m'avoir permise de travailler dans un cadre agréable.

Je tiens à remercier tous les membres du jury pour m'avoir fait l'honneur d'évaluer mes travaux de recherche : Gérard Granet et Yves Jourlin pour avoir accepté d'être rapporteurs de mon travail ainsi que Agnès Maître qui a accepté d'être examinatrice. Je remercie aussi Adam Walters d'avoir accepté de présider ce jury, Jacques Loesel et Olivier Gauthier-Lafaye pour avoir été présent en tant que membres invités.

Je remercie bien chaleureusement mes directeurs de thèse, Philippe Arguel pour ses nombreux conseils avisés et encouragements notamment pendant les périodes de stress (et il y en a eu beaucoup !!), et Anne-Laure Fehrembach pour sa disponibilité, sa gentillesse, toujours à l'écoute et surtout pour sa patience et sa pédagogie lorsqu'il a fallu « attaquer » la théorie des réseaux résonnants...Un grand merci pour tout ce que vous m'avez apporté pendant ces 3 ans , tant sur le plan scientifique que personnel !!!

Je tiens aussi à remercier Anne Sentenac pour son investissement et son aide précieuse tout au long de cette thèse mais aussi pour son dynamisme et son enthousiasme !! Je remercie aussi Fabien Lemarchand qui nous a aidés pour les simulations.

Mes remerciements vont à Françoise Lozes-Dupuy pour m'avoir accueillie au sein du groupe photonique et pour ses nombreux conseils et échanges tout au long de ces 3 années. Je tiens aussi à remercier tous les autres permanents du groupe : Olivier Gauthier-Lafaye et Antoine Monmayrant pour leurs compétences et leur aide dans divers domaines et pour leur bonne humeur, Sophie Bonnefont pour sa disponibilité, Chantal Fontaine, Véronique Bardinal et Guilhem Almuneau, avec qui j'ai eu beaucoup de plaisir à discuter de choses et d'autres.

La partie expérimentale de ma thèse n'aurait pas été possible sans l'efficacité et les compétences de toute l'équipe TEAM. En particulier, un grand merci à Laurent Bouscayrol « Boubou », Bernard Rousset, Emmanuel Scheid, Stephane Aouba, Pierre-François Calmon, Laurent Mazenq, Véronique Conédéra, Adrien Laborde, Djaffar Belharet, Jean-Baptiste Doucet, Emmanuelle Daran, Franck Carcenac, Christina Villeneuve, Alexandre Arnoult, Guy Lacoste, Monique Benoit et Christine Fourcade pour leur aide, conseil et disponibilité. Grâce à toute l'équipe TEAM, ça a été un plaisir de travailler en salle blanche. Un grand merci également à Aude Bouchier et Christian Tourte pour leur bonne humeur et les longues discussions qu'on a pu avoir.

Je tiens à remercier Caroline Bonafos, Sylvie Schamm-Chardon et Gérard Benassayag du CEMES pour leur soutien et leur amitié depuis mon stage de fin d'études et pour m'avoir aiguillée vers ce sujet de thèse.

J'en arrive maintenant aux doctorants et post-docs que j'ai rencontrés durant ces 3 années. Je souhaite d'abord remercier les anciens du groupe, Julien mon collègue de bureau, Benjamin toujours de bonne humeur, Alex (qui m'a fait découvrir le rugby), Kostas (pour ta zen attitude), Souad (merci pour tes encouragements et ta joie de vivre), David B. (très bons souvenirs aux calanques et le sacré coup de soleil) et Moustapha. Un clin d'œil aux thésards Hajer et Brice qui m'ont succédés comme représentants des doctorants et à ceux qui sont dans la dernière ligne droite : Youness, Fares et Xavier, je vous souhaite bon courage. Je tiens aussi à saluer Paynee et Poon qui sont venus passer quelques mois dans le groupe et qui m'ont permis de me remettre à parler anglais (ça me manquait !!!). Je remercie aussi tous les autres doctorants avec qui j'ai passé de très bons moments.

Même si ce n'est pas toujours évident, c'est important d'avoir une vie en dehors du labo. C'est pour cela que je tiens à remercier tout particulièrement le trio de choc : Estelle, Virginie et Amèle. Merci pour votre amitié depuis tant d'années, votre soutien et les nombreux fous rires qu'on a pu avoir. Un petit clin d'œil à Vandana...j'y suis arrivée !!!

Enfin, j'aimerais remercier toutes les personnes qui m'ont permis d'en arriver jusque là et qui m'ont soutenues durant ces 3 années, je pense bien évidemment à ma famille, mes parents, ma tante Nicole et mon oncle Louis et ma belle famille. Un grand merci à mon compagnon Pierre qui m'a encouragé et a cru en moi jusqu'au bout malgré mes nombreux doutes. Du fond du cœur merci !!

Je dédie ce mémoire à mes grand-parents, qui je suis sûre sont très fiers de leur petite fille.

Donc encore un grand merci à tout le monde pour m'avoir aidée à atteindre ce but et je m'excuse pour tous ceux que j'aurai malencontreusement oubliés.

# Table des matières

Remerciements .....	1
Table des matières .....	3
Introduction.....	7

<b>Chapitre 1 Outils théoriques pour l'étude de l'indépendance à la polarisation des réseaux résonnants</b> .....	11
1.1 Introduction.....	11
1.2 Etat de l'art des filtres à réseaux résonnants indépendants de la polarisation en incidence oblique.....	13
1.3 Eléments théoriques pour l'étude des réseaux résonnants .....	16
1.3.1 Introduction de la matrice de diffraction.....	16
1.3.2 Efficacités réfléchies et transmises.....	20
1.3.2.1 Expression des efficacités réfléchies et transmises .....	20
1.3.2.2 Commentaires .....	21
1.3.3 Etude au voisinage d'une résonance.....	22
1.3.3.1 Pôles du déterminant et des valeurs propres de la matrice de diffraction <b>S</b> .....	22
1.3.3.2 Pôle et zéros des valeurs propres des matrices de réflexion et de transmission .....	23
1.3.3.3 Cas d'une structure symétrique par rapport à sa normale.....	24
1.3.4 Conclusions concernant l'indépendance à la polarisation des filtres à réseaux résonnants .....	25
1.4 Un exemple de filtre indépendant de la polarisation sous incidence oblique..	26
1.5 Conclusion.....	30
<b>Références</b> .....	32

<b>Chapitre 2 Nouvelle configuration de réseaux résonnants pour obtenir l'indépendance à la polarisation sous incidence oblique variable</b> .....	35
2.1 Introduction.....	35
2.2 Présentation de la nouvelle configuration.....	36
2.2.1 Principe de fonctionnement .....	36

2.2.1.1 Description de la structure.....	36
2.2.1.2 Fonctionnement de la structure.....	37
2.2.2 Exemple pour un fonctionnement à $\lambda = 1.6 \mu\text{m}$ .....	41
2.2.2.1 Indépendance à la polarisation au point de fonctionnement .....	41
2.2.2.2 Accordabilité autour du point de fonctionnement .....	43
2.3 Mise en œuvre pratique .....	47
2.4 Conclusion.....	58
<b>Références .....</b>	<b>60</b>

**Chapitre 3 Etude d'un filtre à double réseau résonnant 1D croisé fonctionnant à  $1.57 \mu\text{m}$  .....**

3.1 Introduction.....	61
3.2 Etat de l'art .....	62
3.3 Etude de matériaux .....	63
3.3.1 Choix de la filière technologique.....	64
3.3.2 Design d'un filtre à 4 paires de couches.....	64
3.4 Etalonnage du procédé de fabrication.....	68
3.4.1 Dépôts de couches par LT-PECVD .....	69
3.4.1.1 Caractérisation des matériaux déposés .....	70
3.4.1.2 Design d'une structure simplifiée à 2 paires de couches.....	72
3.4.2 Insolation par lithographie optique par projection .....	75
3.4.2.1 Préparation des plaquettes .....	76
3.4.2.2 Conception du masque optique.....	78
3.4.2.3 Paramètres d'exposition.....	83
3.4.3 Gravure ICP-RIE .....	83
3.4.4 Observations des réseaux.....	85
3.5 Etude du banc de caractérisation .....	88
3.6 Conclusion.....	92
<b>Références .....</b>	<b>94</b>

**Chapitre 4 Etude de faisabilité d'un filtre à réseau résonnant fonctionnant à  $4.65 \mu\text{m}$  .....**

4.1 Introduction.....	97
4.2 Etat de l'art .....	98

4.3 Structure du filtre étudié .....	99
4.3.1 Choix des matériaux.....	99
4.3.2 Structure schématique du filtre .....	100
4.4 Etude théorique des performances du filtre.....	102
4.4.1 Optimisation de la structure multicouche.....	102
4.4.2 Sélection d'un mode de propagation .....	104
4.5 Caractérisation du filtre .....	108
4.5.1 Cahier des charges du banc de caractérisation.....	108
4.5.1.1 Conditions d'incidence .....	108
4.5.1.2 Analyse du faisceau réfléchi.....	109
4.5.2 Définition du banc de caractérisation.....	109
4.6 Conclusion.....	112
<b>Références .....</b>	<b>114</b>
<b>Conclusion .....</b>	<b>117</b>
<b>Liste de publications .....</b>	<b>121</b>





# Introduction

Pour un nombre croissant d'applications, les filtres spectraux à réseaux résonnants constituent une alternative très prometteuse aux filtres conventionnels multicouches. En effet, le principe de fonctionnement des filtres multicouches de type Fabry-Pérot procure des performances très dépendantes des conditions d'incidence qui interdisent de travailler efficacement selon certaines configurations, notamment sous incidence oblique et polarisation variable ou inconnue. De plus, la technologie de ces filtres repose sur des structures faisant appel à l'empilement de très nombreuses couches dont l'agencement précis doit être parfaitement maîtrisé.

Contrairement à ces structures conventionnelles épaisses et complexes, la structure des filtres à réseaux résonnants fait appel à un empilement de quelques couches dont l'une constitue un guide d'onde, et une autre est occupée par une structure diffractante ayant pour rôle de coupler et découpler, dans ce guide d'onde, la lumière incidente sur le filtre. Selon la nature de l'empilement choisi, on peut alors concevoir deux types de filtres à réseaux résonnants : les filtres travaillant en réflexion, et les filtres travaillant en transmission. Un filtre travaillant en réflexion sera réalisé sur un empilement antireflet qui ne couplera et découplera, en réflexion, qu'une longueur d'onde spécifique, tandis qu'un filtre travaillant en transmission sera élaboré sur un empilement à haute réflectivité qui, par couplage et découplage, ne transmettra qu'une seule longueur d'onde, elle aussi particulière. Parmi ces configurations, les filtres fonctionnant en réflexion présentent en outre deux particularités importantes : ils peuvent être complémentaires des filtres conventionnels Fabry-Pérot utilisés essentiellement en transmission, et leur utilisation sous incidence oblique autorise des montages optiques simplifiés pouvant s'affranchir de lame séparatrice. D'autre part, la très forte sélectivité angulaire de ces filtres permet d'envisager l'accord de la longueur d'onde de travail par modification de l'angle d'incidence. Cependant, pour les incidences obliques ne correspondant pas au point de fonctionnement recherché, la réponse de ces filtres est sensible à la polarisation de l'onde incidente, ce qui peut constituer une limitation importante dans leur mise en œuvre pratique.

Dans ce contexte, l'objet de cette thèse est d'étudier et concevoir des filtres à réseaux résonnants fonctionnant en incidence oblique dont on cherchera à améliorer les performances en termes d'indépendance à la polarisation de l'onde incidente, en conservant ces performances lorsque le filtre est accordé sur une autre longueur d'onde. Les travaux présentés dans ce mémoire ont été menés dans le cadre d'un contrat conclu avec le CNES dont l'objectif est de répondre à des besoins croissants de filtres pour l'instrumentation spatiale, notamment pour des applications

d'observation terrestre et de surveillance environnementale. Ainsi, le but est de proposer un filtre pouvant sélectionner une longueur d'onde spécifique, généralement située dans le domaine du proche ou du moyen infrarouge, selon un cahier des charges ambitieux non accessible aux filtres conventionnels et dont les principales caractéristiques sont les suivantes :

- fonctionnement en espace libre
- fonctionnement en réflexion sous incidence oblique
- réflectivité supérieure à 99%
- facteur de qualité supérieur à 5000
- taux de réjection supérieur à 100
- indépendance à la polarisation
- accordabilité sur plusieurs dizaines de nanomètres.

L'étude théorique de dispositifs susceptibles de répondre à ce cahier des charges a été effectuée dans le cadre d'une co-direction de thèse avec l'Institut Fresnel. Parallèlement à ces travaux théoriques, une étude technologique visant la réalisation des dispositifs projetés a été menée sur les équipements de la salle blanche du LAAS-CNRS. Ainsi, l'ensemble des travaux présentés dans ce mémoire s'articule selon quatre chapitres :

- le premier chapitre porte sur l'étude théorique de l'indépendance à la polarisation de filtres à réseaux résonnants travaillant en incidence oblique. Après un état de l'art de ce type de structures, nous présentons les outils théoriques permettant de comprendre le fonctionnement des réseaux résonnants en fonction de la polarisation incidente. Nous donnons un moyen de calcul simple des bornes des coefficients de réflexion et de transmission lorsque la polarisation incidente décrit tous les états de polarisation possibles. De plus, nous énonçons une condition nécessaire d'indépendance à la polarisation des réseaux résonnants. Enfin, un exemple extrait de la littérature permet d'illustrer les développements précédemment étudiés.
- dans le deuxième chapitre, l'étude se focalise sur l'analyse d'une nouvelle configuration de réseaux résonnants conçue pour procurer, simultanément, l'indépendance à la polarisation et l'accordabilité de la longueur d'onde de travail. Après une description du fonctionnement de cette structure innovante, et en vue de sa mise en œuvre pratique dans le proche infrarouge, nous étudions l'influence de divers paramètres sur ses performances. Leur étude comparative permet alors de dégager les

principales conditions à respecter pour garantir un fonctionnement optimal de la structure.

- le chapitre suivant traite de la réalisation pratique d'un filtre à réseaux résonnants selon la configuration innovante présentée dans le deuxième chapitre. L'étude de ce filtre a pour cadre la détection spectroscopique du dioxyde de carbone dont une importante raie d'absorption se situe dans le proche infrarouge, à la longueur d'onde de  $1.57 \mu\text{m}$ . La filière technologique alors retenue pour la fabrication du dispositif, ainsi que les matériaux et la procédure de réalisation, sont présentés de façon détaillée. Ainsi, les étapes d'étalonnage des différentes étapes technologiques sont décrites, une attention particulière étant portée sur l'insolation des éléments diffractants. Ce chapitre se termine par la présentation du banc de caractérisation dédié à la mesure des performances des dispositifs.
- le dernier chapitre présente une étude de faisabilité d'un filtre à réseaux résonnants pour un fonctionnement dans le moyen infrarouge, à la longueur d'onde de  $4.65 \mu\text{m}$ . Sur la base d'une structure type déjà publiée dans la littérature pour travailler à d'autres longueurs d'onde, l'objectif est ici d'identifier les principales difficultés à surmonter pour réaliser et caractériser le dispositif visé. Après le choix de la filière technologique, une étude de conception et d'optimisation de la structure est présentée. Enfin, l'étude d'un banc de caractérisation permettant de mesurer les performances recherchées est décrite et permet de mettre en évidence deux verrous importants.



# Chapitre 1

## Outils théoriques pour l'étude de l'indépendance à la polarisation des réseaux résonnants

### 1.1 Introduction

Les réseaux résonnants sont des structures composées d'un empilement multicouche peu épais surmonté d'un réseau de diffraction sub-longueur d'onde. Le principe est d'exciter un mode de la structure dans une couche guidante via le couplage et le découplage de l'onde incidente, induit par le réseau de diffraction. Le mode est excité via un ordre de diffraction.

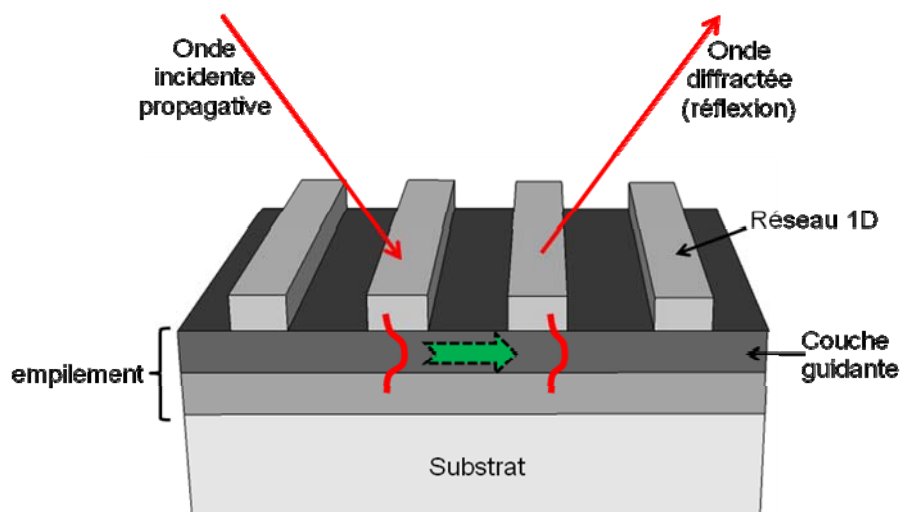


Figure 1.1 : Principe de fonctionnement d'un réseau résonnant : couplage et découplage d'un mode guidé via un réseau de diffraction.

Dans le cas d'une structure simple ayant un réseau 1D (exemple de la figure 1.1) éclairée en incidence classique (plan d'incidence perpendiculaire aux traits du réseau), l'équation de couplage s'écrit sous la forme :

$$\frac{2\pi}{\lambda} \sin(\theta) + q \frac{2\pi}{\Lambda} \cong \frac{2\pi}{\lambda} n_{\text{eff}} \quad (1.1)$$

où  $\lambda$  et  $\theta$  sont la longueur d'onde de l'onde incidente et son angle d'incidence polaire, repéré par rapport à la normale au réseau,  $\Lambda$  la période du réseau,  $q$  l'ordre de diffraction servant à exciter le mode, et  $n_{\text{eff}}$  l'indice effectif du mode guidé.

Les filtres à réseaux résonnants sont très prometteurs pour le filtrage en espace libre car ils permettent d'avoir des réflectivités de près de 100% et des largeurs spectrales très étroites sous certaines conditions [1]. Plusieurs études théoriques et expérimentales sur des réseaux à une dimension en incidence classique, ont été menées afin d'explorer les caractéristiques telles que le taux de réjection ou l'efficacité [2, 3]. Un autre aspect intéressant de ces filtres est l'accordabilité de la longueur d'onde de centrage en fonction de l'angle d'incidence. On peut déduire de l'équation (1.1) que :

$$\frac{d\lambda}{d\theta} = -\frac{\Lambda \cos(\theta)}{q} \quad (1.2)$$

Pour des configurations suffisamment éloignées de l'incidence normale ou de l'incidence rasante, la longueur d'onde est accordable en fonction de l'angle d'incidence de manière quasiment linéaire. C'est une propriété particulièrement recherchée et importante pour des applications d'imagerie spectroscopique par exemple [4]. Cependant, il est connu que la réponse des filtres à réseaux résonnants dépend de la polarisation incidente dans les configurations simples. En effet, à l'équation de couplage (1.1) doit être rajoutée une condition sur la polarisation du champ incident : elle ne doit pas être orthogonale à la polarisation du mode excité. Si en incidence normale, les propriétés de filtrage sont naturellement indépendantes de la polarisation incidente avec des réseaux à maille carrée ou hexagonale régulière [5, 6, 7, 8, 9, 10], ce n'est pas le cas en incidence oblique. Ce défaut empêche d'utiliser des réseaux résonnants, en incidence oblique, lorsque la lumière est non polarisée ou de polarisation inconnue. C'est le cas par exemple pour les télécommunications optiques [11, 12, 13], les capteurs biologiques et chimiques [14, 15], ou l'imagerie spectroscopique pour laquelle on recherche en plus l'accordabilité en longueur d'onde en fonction de l'angle d'incidence. Dans ce chapitre, nous présentons donc une étude théorique détaillée de l'indépendance à la polarisation de filtres à réseaux résonnants travaillant sous incidence oblique en vue de proposer une configuration procurant ces diverses fonctionnalités.

## 1.2 Etat de l'art des filtres à réseaux résonnants indépendants de la polarisation en incidence oblique

Plusieurs études ont été menées pour tenter de concevoir un filtre à réseaux résonnants fonctionnant en incidence oblique qui soit indépendant de la polarisation. On distingue deux sortes de solutions. La première utilise un mode guidé TE et un mode guidé TM excités respectivement via deux ordres de diffraction contra-propagatifs [6, 16]. Cependant, l'indépendance à la polarisation est obtenue pour un angle (au point de croisement entre les relations de dispersion des deux modes), et ne peut donc pas être conservée lorsque l'angle d'incidence varie. La deuxième sorte de solution consiste à éclairer la structure selon un plan de symétrie. Dans ce cas, l'onde incidente peut exciter une paire de modes, l'un symétrique et l'autre antisymétrique par rapport au plan d'incidence. Les relations de dispersion de ces deux modes peuvent être proches l'une de l'autre, et se superposer en un point pour certains paramètres du réseau, qui permettent de minimiser l'interaction entre les deux modes excités [17]. Avec des réseaux 1D, l'indépendance à la polarisation peut-être obtenue sous incidence conique pure (lorsque le plan d'incidence est parallèle aux traits du réseau) [18, 19]. Les modes symétrique et antisymétrique par rapport au plan d'incidence peuvent être excités à la même longueur d'onde pour certains coefficients de remplissage. On observe en général une différence entre les largeurs spectrales en polarisation s (champ électrique perpendiculaire au plan d'incidence) et p (champ électrique dans le plan d'incidence), qui peut être réduite en optimisant la profondeur du réseau [18]. Une démonstration expérimentale d'un filtre à réseaux résonnants 1D éclairé en incidence conique pure a été réalisée sur verre pour une longueur d'onde de  $1.545 \mu\text{m}$  [19] (figure 1.2). On observe deux pics en polarisation s et p superposés mais de largeurs différentes :  $\Delta\lambda = 0.56 \text{ nm}$  pour la polarisation s et  $\Delta\lambda = 1.64 \text{ nm}$  pour la polarisation p. La réflectivité des deux polarisations à la résonance est maximum et leur largeur spectrale reste sensiblement constante lorsque l'angle d'incidence varie, on peut parler d'accordabilité sur environ 30 nm. A notre connaissance, c'est la seule étude expérimentale rapportée recherchant simultanément l'indépendance à la polarisation et l'accordabilité en fonction de l'angle d'incidence avec un réseau 1D.



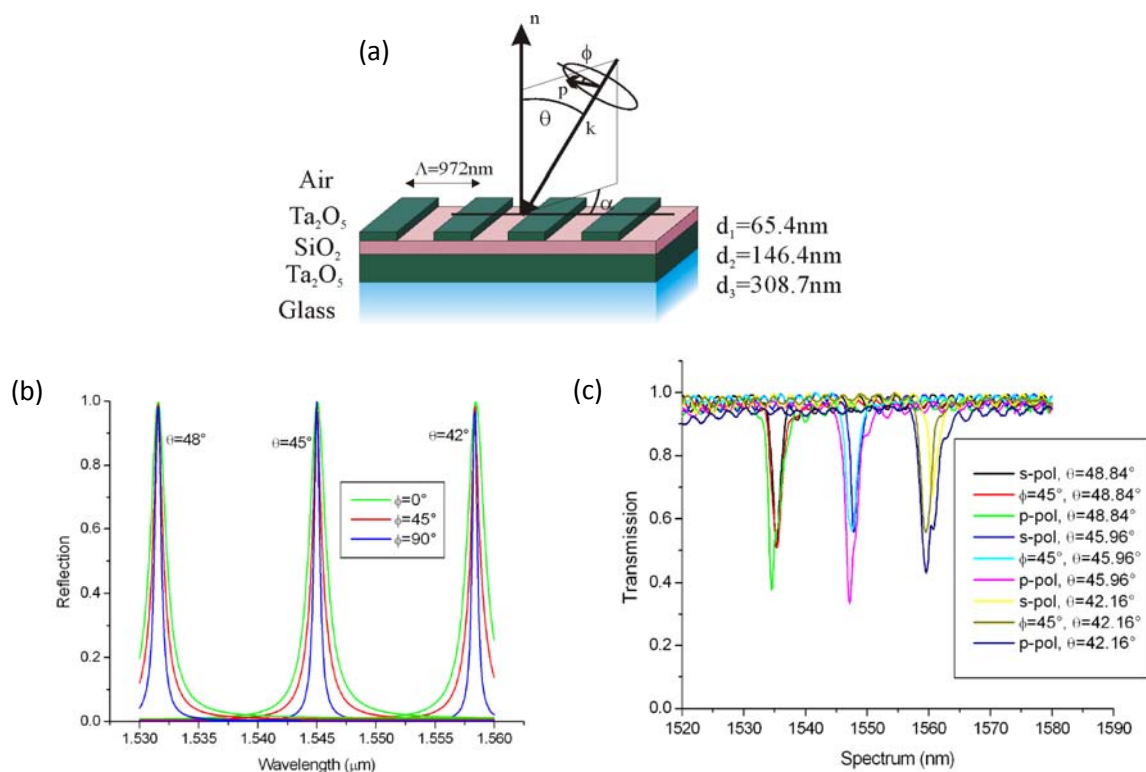


Figure 1.2 : (a) Schéma de la structure indépendante de la polarisation, avec un réseau 1D, éclairée en incidence conique pure. Les spectres de réflexion et de transmission obtenus théoriquement (b) et expérimentalement (c) pour différentes polarisations et angles d'incidence montrent une accordabilité d'environ 30 nm. (Figures extraites de l'article de Niederer *et al.* [19])

Mizutani *et al.* ont démontré théoriquement qu'avec des réseaux 2D de maille carrée ou en losange éclairés selon la bissectrice des deux directions de périodicité [20], on pouvait obtenir deux pics en polarisation s et p superposés et de même largeur spectrale. Lorsque l'angle d'incidence varie, les deux pics se séparent légèrement. Nous reviendrons sur un de ces exemples à la fin du chapitre. Une quasi-indépendance à la polarisation a été obtenue expérimentalement avec une maille hexagonale, toujours en incidence oblique [21].

Il existe une autre étude numérique et expérimentale à 1.55  $\mu\text{m}$  en incidence oblique, qui utilise le même principe d'excitation que les réseaux 2D classiques mais avec une structure un peu différente. Cette dernière comporte deux réseaux 2D gravés de part et d'autre d'une couche guidante [22] (figure 1.3). Une efficacité proche de 100% a été obtenue par des mesures expérimentales.

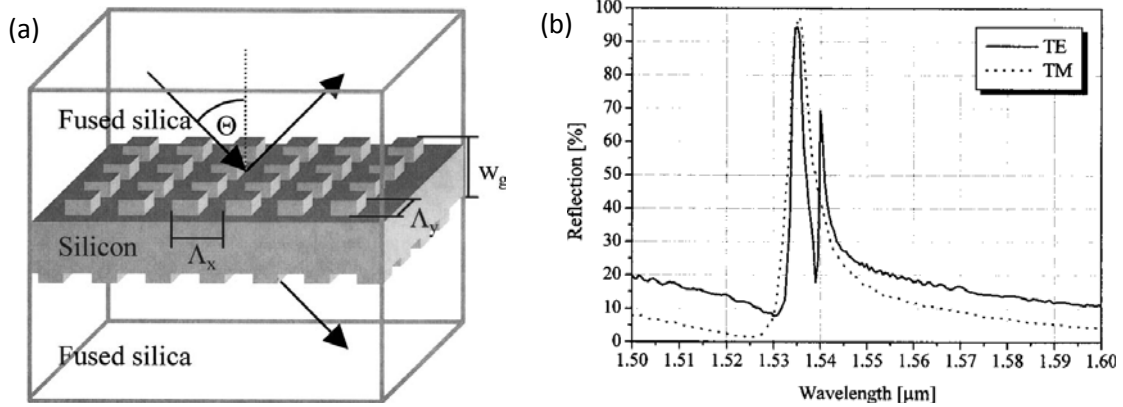


Figure 1.3 : (a) Structure d'un filtre ayant deux réseaux de diffraction de part et d'autre d'un guide et (b) mesure expérimentale du spectre de réflectivité montrant un effet double pic dû à l'excitation de 3 modes. (Figures extraites de l'article de Clausnitzer *et al.* [22])

A notre connaissance, jusqu'à présent, aucune autre étude n'a pu démontrer une indépendance à la polarisation et une accordabilité simultanément sur une centaine de nanomètres.

Dans les études que nous venons de citer, l'objectif était de réaliser un filtre dont la longueur d'onde de centrage et la largeur spectrale ne dépendent pas de la polarisation. L'indépendance à la polarisation porte sur les efficacités réfléchies et transmises. Nous adopterons également ce point de vue sans nous préoccuper des directions des champs transmis et réfléchis.

D'autre part, les polarisations pour lesquelles les spectres sont tracés sont en général les polarisations s et p, ou au mieux des polarisations rectilignes. Cependant, une superposition des spectres s et p en énergie ne signifie pas que le filtre sera indépendant de la polarisation. Pour s'en assurer, il faudrait balayer tous les états de polarisation possibles.

La réponse spectrale doit avoir la même largeur à mi-hauteur et une intensité de 100% quelle que soit la polarisation incidente. Une perte d'intensité signifie une perte de l'indépendance à la polarisation. On parle de « Polarization Dependent Loss » (PDL). Par définition, la PDL est le rapport entre le maximum et le minimum de réflectivité pour les différents états de polarisation. Il est en général utilisé pour caractériser la perte de polarisation dans les fibres optiques et est défini comme :

$$PDL_{dB} = 10 * \log \left( \frac{P_{\max}}{P_{\min}} \right) \quad (1.3)$$

Dans la partie suivante, nous montrons comment calculer la PDL sans balayer tous les états de polarisation possibles, par un calcul réalisable avec un code de modélisation des réseaux classiques et qui ne nécessite pas plus d'étapes que le calcul des spectres en polarisation s et p.

## 1.3 Éléments théoriques pour l'étude des réseaux résonnants

Dans cette partie, nous nous intéressons au développement d'outils théoriques qui facilitent l'étude et la compréhension du fonctionnement des réseaux résonnants en fonction de la polarisation incidente. Nous reprenons certains des développements et résultats présentés dans la référence [9]. Nous introduisons la matrice de diffraction qui relie le champ incident et le champ diffracté, de manière rigoureuse. Par la suite, nous donnons une expression des coefficients de réflexion et de transmission en énergie à partir d'éléments de la matrice de diffraction. Puis nous nous plaçons au voisinage d'une résonance, et étudions le comportement du coefficient de réflexion en énergie dans le cas particulier important où la structure est symétrique par rapport à la normale à ses interfaces. Enfin, nous tirons des conclusions sur l'indépendance à la polarisation des filtres à réseaux résonnants.

### 1.3.1 Introduction de la matrice de diffraction

De manière générale, considérons un réseau de diffraction ayant deux directions de périodicité (Ox) et (Oy), pas nécessairement orthogonales. La période selon (Ox) est définie par  $\Lambda_x$  et celle selon (Oy) est définie par  $\Lambda_y$ . Les vecteurs du réseau réciproque  $\mathbf{K}_x$  et  $\mathbf{K}_y$ , sont définis par:

$$\mathbf{K}_x \cdot \mathbf{x} = \frac{2\pi}{\Lambda_x} \quad \text{et} \quad \mathbf{K}_y \cdot \mathbf{y} = \frac{2\pi}{\Lambda_y} \quad \text{avec} \quad \mathbf{K}_x \cdot \mathbf{y} = \mathbf{K}_y \cdot \mathbf{x} = 0 \quad (1.4)$$

Un vecteur quelconque du réseau réciproque peut être écrit sous la forme :

$$\mathbf{K}_{n,p} = n\mathbf{K}_x + p\mathbf{K}_y \quad (1.5)$$

Le champ incident sur la structure peut soit provenir du superstrat, défini par le vecteur d'onde noté  $\mathbf{k}_i^a$  et d'amplitude  $i^a$ , soit provenir du substrat avec  $\mathbf{k}_i^b$  et  $i^b$ , le vecteur d'onde et l'amplitude associés respectivement (figure 1.4).  $\kappa$  est la projection du vecteur d'onde incident sur le plan (Oxy) et est la même quelle que soit la provenance du champ incident. Elle est définie par  $\kappa = \alpha x + \beta y$ .

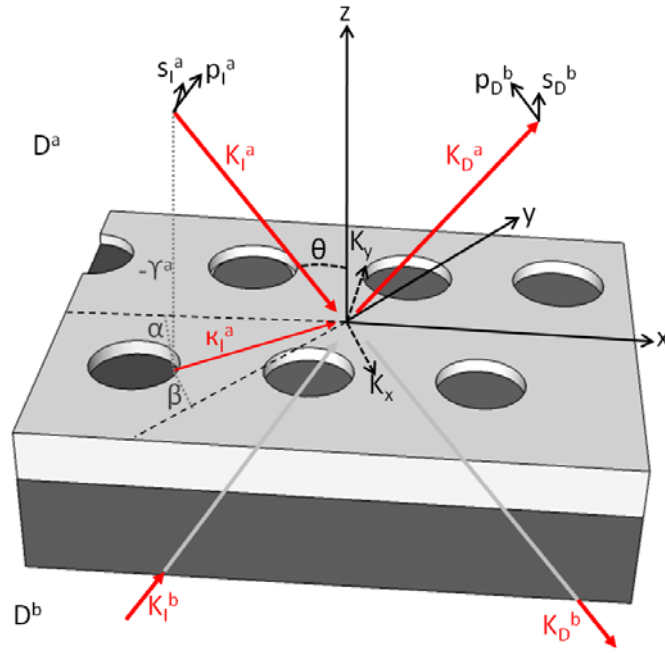


Figure 1.4 : Représentation des vecteurs incidents et diffractés ( $\mathbf{K}_I$  et  $\mathbf{K}_D$ ), vecteurs réciproques ( $\mathbf{K}_x$  et  $\mathbf{K}_y$ ), et les bases de polarisation ( $\mathbf{s}, \mathbf{k}, \mathbf{p}$ ).

Chaque vecteur d'onde incident s'écrit donc de la manière suivante :

$$\mathbf{k}_{I^a} = \boldsymbol{\kappa} - \gamma^a \mathbf{z} \text{ et } \mathbf{k}_{I^b} = \boldsymbol{\kappa} + \gamma^b \mathbf{z} \quad (1.6)$$

avec  $\gamma^m$  la composante du vecteur d'onde incident en  $z$  et définie par  $\gamma^m = \sqrt{\varepsilon^m k_0^2 - \|\boldsymbol{\kappa}\|^2}$  où  $m = a$  ou  $b$ ,  $\varepsilon^m$  étant la constante diélectrique,  $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$  et nous supposons que  $\|\boldsymbol{\kappa}\|^2 < \varepsilon^m k_0^2$ .

En omettant la dépendance temporelle ( $\exp(-i\omega t)$ ) où  $\omega$  est la pulsation de l'onde, le champ incident  $\mathbf{E}^{inc}(\mathbf{r})$  peut s'écrire :

$$\mathbf{E}^{inc}(\mathbf{r}) = \begin{cases} \mathbf{i}^a \exp(i\boldsymbol{\kappa} \cdot \boldsymbol{\rho} - \gamma^a z) & \text{pour } z \in D^a \\ \mathbf{i}^b \exp(i\boldsymbol{\kappa} \cdot \boldsymbol{\rho} + \gamma^b z) & \text{pour } z \in D^b \end{cases} \quad (1.7)$$

où  $D^a$  représente le domaine situé au dessus de la structure (superstrat) et  $D^b$  celui situé en dessous (substrat), et  $\boldsymbol{\rho} = xx + yy$ .

Etant donné que la structure est périodique, la propriété de pseudo-périodicité du champ total peut être utilisée. Le théorème de Bloch nous permet donc d'écrire ce champ sous la forme :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{e}(\mathbf{r}) \exp(i\boldsymbol{\kappa} \cdot \boldsymbol{\rho}) \quad (1.8)$$

où  $\mathbf{e}(\mathbf{r})$  est une fonction périodique de période  $\Lambda_x$  selon (Ox) et  $\Lambda_y$  selon (Oy). La décomposition de  $\mathbf{e}(\mathbf{r})$  en série de Fourier permet de décomposer  $\mathbf{E}(\mathbf{r})$  en série de Fourier généralisée :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \sum_n \sum_p \mathbf{e}_{n,p}(z) \exp(i\boldsymbol{\kappa}_{n,p} \cdot \boldsymbol{\rho}) \quad (1.9)$$

avec  $\boldsymbol{\kappa}_{n,p} = \boldsymbol{\kappa} + \mathbf{K}_{n,p}$ . Le champ  $\mathbf{E}(\mathbf{r})$  doit aussi satisfaire l'équation de Helmholtz au sens des distributions :

$$\text{rot rot } \mathbf{E}(\mathbf{r}) - \varepsilon(\mathbf{r})k_0^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}) = 0 \quad (1.10)$$

Dans les milieux homogènes, le champ solution de l'équation (1.10) s'écrit sous la forme d'un développement de Rayleigh. En particulier, dans le substrat et le superstrat, on écrit le champ diffracté  $\mathbf{E}^{\text{diff}}(\mathbf{r})$  sous la forme :

$$\mathbf{E}^{\text{diff}}(\boldsymbol{\rho}, z) = \begin{cases} \sum_n \sum_p \mathbf{d}_{n,p}^a \exp(i(\boldsymbol{\kappa}_{n,p} \cdot \boldsymbol{\rho} + \gamma_{n,p}^a z)) & \text{pour } z \in D^a \\ \sum_n \sum_p \mathbf{d}_{n,p}^b \exp(i(\boldsymbol{\kappa}_{n,p} \cdot \boldsymbol{\rho} - \gamma_{n,p}^b z)) & \text{pour } z \in D^b \end{cases} \quad (1.11)$$

avec  $\mathbf{d}_{n,p}^a$  et  $\mathbf{d}_{n,p}^b$ , les amplitudes du champ diffracté dans le superstrat et le substrat respectivement,  $\gamma_{n,p}^m = \sqrt{\varepsilon^m k_0^2 - |\boldsymbol{\kappa}_{n,p}|^2}$  et  $\text{Im}(\gamma_{n,p}^m) \geq 0$  pour  $m = a$  ou  $b$ .

Pour la suite, nous supposons qu'un seul ordre est propagatif, l'ordre (0,0) du développement de Rayleigh, d'amplitude  $d^a = d_{0,0}^a$  dans le superstrat et  $d^b = d_{0,0}^b$  dans le substrat. Les autres ordres sont évanescents. Le vecteur d'onde du champ diffracté propagatif dans le superstrat est noté  $\mathbf{k}_{D^a}$  et celui dans le substrat est noté  $\mathbf{k}_{D^b}$ .

Maintenant que les expressions des champs incidents et diffractés ont été définies, il faut à présent prendre en compte leur état de polarisation. Pour cela, nous introduisons les bases orthogonales directes  $(\mathbf{s}_{I^m}, \mathbf{k}_{I^m}, \mathbf{p}_{I^m})$  et  $(\mathbf{s}_{D^m}, \mathbf{k}_{D^m}, \mathbf{p}_{D^m})$  avec  $m = a$  ou  $b$ , où

$$\begin{aligned} \mathbf{s}_{I^a} &= \frac{\mathbf{k}_{I^a} \wedge \mathbf{z}}{|\mathbf{k}_{I^a} \wedge \mathbf{z}|} ; & \mathbf{p}_{I^a} &= \frac{\mathbf{s}_{I^a} \wedge \mathbf{k}_{I^a}}{|\mathbf{s}_{I^a} \wedge \mathbf{k}_{I^a}|} ; & \mathbf{s}_{I^b} &= -\frac{\mathbf{k}_{I^b} \wedge \mathbf{z}}{|\mathbf{k}_{I^b} \wedge \mathbf{z}|} ; & \mathbf{p}_{I^b} &= -\frac{\mathbf{s}_{I^b} \wedge \mathbf{k}_{I^b}}{|\mathbf{s}_{I^b} \wedge \mathbf{k}_{I^b}|} \\ \mathbf{s}_{D^a} &= -\frac{\mathbf{k}_{D^a} \wedge \mathbf{z}}{|\mathbf{k}_{D^a} \wedge \mathbf{z}|} ; & \mathbf{p}_{D^a} &= -\frac{\mathbf{s}_{D^a} \wedge \mathbf{k}_{D^a}}{|\mathbf{s}_{D^a} \wedge \mathbf{k}_{D^a}|} ; & \mathbf{s}_{D^b} &= \frac{\mathbf{k}_{D^b} \wedge \mathbf{z}}{|\mathbf{k}_{D^b} \wedge \mathbf{z}|} ; & \mathbf{p}_{D^b} &= \frac{\mathbf{s}_{D^b} \wedge \mathbf{k}_{D^b}}{|\mathbf{s}_{D^b} \wedge \mathbf{k}_{D^b}|} \end{aligned} \quad (1.12)$$

Les vecteurs  $\mathbf{s}_{I^m}$  et  $\mathbf{s}_{D^m}$  sont perpendiculaires au plan d'incidence et  $\mathbf{p}_{I^m}$  et  $\mathbf{p}_{D^m}$  sont contenus dans le plan d'incidence.

Les amplitudes incidentes et diffractées peuvent être projetées dans les bases  $(\mathbf{s}_{I^m}, \mathbf{k}_{I^m}, \mathbf{p}_{I^m})$  et  $(\mathbf{s}_{D^m}, \mathbf{k}_{D^m}, \mathbf{p}_{D^m})$  et s'écrivent :

$$\begin{aligned} \mathbf{i}^a &= i^{a,s} \mathbf{s}_{I^a} + i^{a,p} \mathbf{p}_{I^a} \\ \mathbf{i}^b &= i^{b,s} \mathbf{s}_{I^b} + i^{b,p} \mathbf{p}_{I^b} \\ \mathbf{d}^a &= d^{a,s} \mathbf{s}_{D^a} + d^{a,p} \mathbf{p}_{D^a} \\ \mathbf{d}^b &= d^{b,s} \mathbf{s}_{D^b} + d^{b,p} \mathbf{p}_{D^b} \end{aligned} \quad (1.13)$$

On peut alors écrire les champs incident  $\mathbf{I}$  et diffracté  $\mathbf{D}$  sous la forme :

$$\mathbf{I} = \begin{pmatrix} i^{a,s} \sqrt{\gamma^a} \\ i^{a,p} \sqrt{\gamma^a} \\ i^{b,s} \sqrt{\gamma^b} \\ i^{b,p} \sqrt{\gamma^b} \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \mathbf{D} = \begin{pmatrix} d^{a,s} \sqrt{\gamma^a} \\ d^{a,p} \sqrt{\gamma^a} \\ d^{b,s} \sqrt{\gamma^b} \\ d^{b,p} \sqrt{\gamma^b} \end{pmatrix} \quad (1.14)$$

La linéarité des équations de Maxwell permet de relier les ondes diffractées aux ondes incidentes en introduisant la matrice de diffraction notée  $\mathbf{S}$  [9] :

$$\mathbf{D} = \mathbf{S} \mathbf{I} \quad (1.15)$$

La matrice de diffraction est donc définie par :

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} R_{ss}^a & R_{ps}^a & T_{ss}^b & T_{ps}^b \\ R_{sp}^a & R_{pp}^a & T_{sp}^b & T_{pp}^b \\ T_{ss}^a & T_{ps}^a & R_{ss}^b & R_{ps}^b \\ T_{sp}^a & T_{pp}^a & R_{sp}^b & R_{pp}^b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{R}^a & \mathbf{T}^b \\ \mathbf{T}^a & \mathbf{R}^b \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

où par exemple l'élément de la matrice  $\mathbf{S}$ ,  $R_{sp}^a$  désigne le coefficient de réflexion dans la polarisation p lorsque l'onde incidente provenant du superstrat est polarisée s.  $\mathbf{R}^m$  et  $\mathbf{T}^m$  représentent les matrices de réflexion et transmission contenant les coefficients de réflexion et de transmission avec  $m = a$  ou  $b$ .

$$\mathbf{R}^m = \begin{pmatrix} R_{ss}^m & R_{ps}^m \\ R_{sp}^m & R_{pp}^m \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \mathbf{T}^m = \begin{pmatrix} T_{ss}^m & T_{ps}^m \\ T_{sp}^m & T_{pp}^m \end{pmatrix} \quad (1.17)$$

Les matrices de réflexion et de transmission, ainsi que la matrice de diffraction, dépendent de la pulsation spatiale  $\kappa$  et de la longueur d'onde  $\lambda$ .

## 1.3.2 Efficacités réfléchies et transmises

Nous étudions à présent le comportement de la structure lorsque cette dernière est éclairée par une onde incidente d'amplitude  $\mathbf{i}^a$ , provenant uniquement du superstrat. Aucune onde incidente ne provient du substrat,  $\mathbf{i}^b = 0$ . Les vecteurs du champ incident  $\mathbf{I}^a$ , réfléchi  $\mathbf{D}^a$  et transmis  $\mathbf{D}^b$  (dans l'ordre 0) s'écrivent:

$$\mathbf{I}^a = \begin{pmatrix} i^{a,s} \sqrt{\gamma^a} \\ i^{a,p} \sqrt{\gamma^a} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{D}^a = \begin{pmatrix} d^{a,s} \sqrt{\gamma^a} \\ d^{a,p} \sqrt{\gamma^a} \end{pmatrix}, \quad \text{et} \quad \mathbf{D}^b = \begin{pmatrix} d^{b,s} \sqrt{\gamma^b} \\ d^{b,p} \sqrt{\gamma^b} \end{pmatrix} \quad (1.18)$$

$$\text{avec} \quad \mathbf{D}^a = \mathbf{R}^a \mathbf{I}^a \quad \text{et} \quad \mathbf{D}^b = \mathbf{T}^a \mathbf{I}^a \quad (1.19)$$

On suppose que l'énergie incidente est unitaire, donc  $\langle \mathbf{I}^a | \mathbf{I}^a \rangle = 1$ , l'opérateur  $\langle | \rangle$  désignant le produit scalaire hermitien.

### 1.3.2.1 Expression des efficacités réfléchies et transmises

Le coefficient de réflexion en énergie de la structure, noté  $|R|^2$ , correspond à l'énergie diffractée par la structure dans le superstrat. Elle est définie par :

$$|R|^2 = \langle \mathbf{D}^a | \mathbf{D}^a \rangle = \langle \mathbf{R}^a \mathbf{I}^a | \mathbf{R}^a \mathbf{I}^a \rangle = \langle \mathbf{R}^{a*} \mathbf{R}^a \mathbf{I}^a | \mathbf{I}^a \rangle, \quad (1.20)$$

où  $\mathbf{R}^{a*}$  désigne la matrice transposée conjuguée de  $\mathbf{R}^a$ .

En introduisant les valeurs propres  $L_{\mathbf{R}^{a*}\mathbf{R}^a}^1$  et  $L_{\mathbf{R}^{a*}\mathbf{R}^a}^2$  et vecteurs propres  $\mathbf{V}_{\mathbf{R}^{a*}\mathbf{R}^a}^1$  et  $\mathbf{V}_{\mathbf{R}^{a*}\mathbf{R}^a}^2$  de la matrice  $\mathbf{R}^{a*}\mathbf{R}^a$ , on obtient :

$$|R|^2 = L_{\mathbf{R}^{a*}\mathbf{R}^a}^1 \left| \langle \mathbf{I}^a | \mathbf{V}_{\mathbf{R}^{a*}\mathbf{R}^a}^1 \rangle \right|^2 + L_{\mathbf{R}^{a*}\mathbf{R}^a}^2 \left| \langle \mathbf{I}^a | \mathbf{V}_{\mathbf{R}^{a*}\mathbf{R}^a}^2 \rangle \right|^2 \quad (1.21)$$

On applique le même raisonnement pour le coefficient de transmission en énergie  $|T|^2$ :

$$|T|^2 = \langle \mathbf{D}^b | \mathbf{D}^b \rangle = \langle \mathbf{T}^a \mathbf{I}^a | \mathbf{T}^a \mathbf{I}^a \rangle = \langle \mathbf{T}^{a*} \mathbf{T}^a \mathbf{I}^a | \mathbf{I}^a \rangle \quad (1.22)$$

Les valeurs propres de la matrice hermitienne  $\mathbf{T}^{a*}\mathbf{T}^a$  sont notés  $L_{\mathbf{T}^{a*}\mathbf{T}^a}^1$  et  $L_{\mathbf{T}^{a*}\mathbf{T}^a}^2$  et les vecteurs propres associés  $\mathbf{V}_{\mathbf{T}^{a*}\mathbf{T}^a}^1$  et  $\mathbf{V}_{\mathbf{T}^{a*}\mathbf{T}^a}^2$ . On obtient :

$$|T|^2 = L_{T^a * T^a}^1 \left| \langle \mathbf{I}^a | \mathbf{V}_{T^a * T^a}^1 \rangle \right|^2 + L_{T^a * T^a}^2 \left| \langle \mathbf{I}^a | \mathbf{V}_{T^a * T^a}^2 \rangle \right|^2 \quad (1.23)$$

Il faut souligner que les matrices  $\mathbf{R}^{a*}\mathbf{R}^a$  et  $\mathbf{T}^{a*}\mathbf{T}^a$  sont hermitiennes : leurs valeurs propres sont réelles et positives et leurs vecteurs propres respectifs orthogonaux.

### 1.3.2.2 Commentaires

Il est facile de montrer que les deux valeurs propres de  $\mathbf{R}^{a*}\mathbf{R}^a$  (respectivement  $\mathbf{T}^{a*}\mathbf{T}^a$ ) représentent le minimum et le maximum de réflectivité (respectivement transmittivité) pour les différents états de polarisation accessibles. En effet, pour une polarisation incidente quelconque  $\mathbf{I}$ , on peut projeter ses composantes  $c$  et  $d$  sur les vecteurs propres  $\mathbf{V}_{\mathbf{R}^{a*}\mathbf{R}^a}^1$  et  $\mathbf{V}_{\mathbf{R}^{a*}\mathbf{R}^a}^2$  qui sont orthogonaux. On a donc :

$$\langle \mathbf{I} | = c \langle \mathbf{V}_{\mathbf{R}^{a*}\mathbf{R}^a}^1 | + d \langle \mathbf{V}_{\mathbf{R}^{a*}\mathbf{R}^a}^2 | \quad \text{avec} \quad |c|^2 + |d|^2 = 1 \quad (1.24)$$

En injectant (1.24) dans l'équation (1.21), on obtient :

$$|R|^2 = (L_{\mathbf{R}^{a*}\mathbf{R}^a}^1 - L_{\mathbf{R}^{a*}\mathbf{R}^a}^2) |c|^2 + L_{\mathbf{R}^{a*}\mathbf{R}^a}^2 \quad , \quad (1.25)$$

dont les valeurs extrêmes lorsque  $|c|^2$  varie entre 0 et 1 sont  $L_{\mathbf{R}^{a*}\mathbf{R}^a}^1$  et  $L_{\mathbf{R}^{a*}\mathbf{R}^a}^2$ . Un raisonnement identique pour la transmission montre que  $|T|^2$  varie entre les valeurs extrêmes  $L_{\mathbf{T}^{a*}\mathbf{T}^a}^1$  et  $L_{\mathbf{T}^{a*}\mathbf{T}^a}^2$  lorsque la polarisation incidente décrit tous les états de polarisation possibles.

Les valeurs propres des matrices  $\mathbf{R}^{a*}\mathbf{R}^a$  et  $\mathbf{T}^{a*}\mathbf{T}^a$  sont donc des variables de choix pour l'étude de l'indépendance à la polarisation des réseaux résonnants. En particulier, elles permettent de calculer simplement la « *Polarization Dependent Loss* » qui est le rapport, exprimé en décibel, entre le maximum et le minimum de réflectivité, pour un filtre en réflexion, ou de transmittivité, pour un filtre en transmission.



## 1.3.3 Etude au voisinage d'une résonance

### 1.3.3.1 Pôles du déterminant et des valeurs propres de la matrice de diffraction $\mathbf{S}$

Les modes propres de la structure sont les solutions non nulles du problème homogène [23] c'est-à-dire, les solutions de l'équation (1.15) dans le cas où le champ incident est nul. On a donc :

$$\mathbf{S}^{-1}\mathbf{D} = \mathbf{0} \quad (1.26)$$

Des solutions non nulles de cette équation existent si le déterminant de la matrice  $\mathbf{S}^{-1}$  est nul. Nous cherchons donc les couples  $(\kappa^p, \lambda^p)$  tels que :

$$\det(\mathbf{S}^{-1}) = 0 \quad (1.27)$$

Les couples  $(\kappa^p, \lambda^p)$  correspondent aux pulsations spatiales et longueurs d'onde des modes propres présents dans la structure, ce sont des pôles de  $\det(\mathbf{S})$ .

L'équation 1.26 signifie aussi que les pôles de  $\det(\mathbf{S})$  sont également les pôles de au moins une valeur propre de  $\mathbf{S}$ . Numériquement, dans le cas où un seul mode est excité, et où la réflexion de la structure hors résonance est faible, on observe qu'une seule valeur propre de  $\mathbf{S}$ , soit  $L_s^1$ , est résonnante. Le vecteur propre associé est noté  $\mathbf{V}_s^1$  dont les composantes peuvent être projetées sur la base  $(\mathbf{s}_{D^m}, \mathbf{k}_{D^m}, \mathbf{p}_{D^m})$  avec  $m = a$  ou  $b$ . On a donc :

$$\mathbf{V}_s^1 = (d^{a,s}, d^{a,p}, d^{b,s}, d^{b,p}) \quad (1.28)$$

C'est le vecteur solution de l'équation 1.26 lorsque le couple  $(\kappa, \lambda)$  est égal à un pôle de  $\det(\mathbf{S})$ . Il correspond au champ d'un mode propre de la structure dans le superstrat et le substrat. Si la hauteur du réseau est faible, on peut considérer que  $\mathbf{V}_s^1$  correspond au champ d'un mode guidé de la structure découplé par le réseau dans le superstrat et le substrat.

### 1.3.3.2 Pôle et zéros des valeurs propres des matrices de réflexion et de transmission

Toute onde incidente ayant une pulsation spatiale  $\kappa_0$  telle que  $\kappa_0 + K_{m,n} \approx \kappa^p$  (pour  $(m,n)$  un couple d'entiers relatifs) et une longueur d'onde  $\lambda_0$  telle que  $\lambda_0 = \lambda^p$ , où  $(\kappa^p, \lambda^p)$  correspond à un pôle de  $\det(\mathbf{S})$ , génère un champ diffracté infini proportionnel à  $\mathbf{V}_s^1$ , que ce soit dans le superstrat ou le substrat. On peut ainsi déduire que les pôles de  $\det(\mathbf{S})$  sont aussi les pôles d'une des valeurs propres de chaque sous-matrice  $\mathbf{R}^a$ ,  $\mathbf{T}^a$ ,  $\mathbf{R}^b$ ,  $\mathbf{T}^b$ , composant la matrice  $\mathbf{S}$ . Les vecteurs propres au pôle associés aux sous-matrices  $\mathbf{R}^a$  et  $\mathbf{T}^a$  sont définis par  $V_s^{1,a} = (d^{a,s}, d^{a,p})$  et ceux associés à  $\mathbf{R}^b$  et  $\mathbf{T}^b$  sont définis par  $V_s^{1,b} = (d^{b,s}, d^{b,p})$ .

Considérons une pulsation spatiale  $\kappa$  fixée, telle que  $|\kappa|^2 < \varepsilon^a k_0^2$  et  $\kappa_{m,n}$  (pour un couple  $(m,n)$  donné) soit au voisinage de  $\kappa^p$  et une longueur d'onde  $\lambda$  au voisinage de  $\lambda^p$ . Les valeurs propres résonnantes de  $\mathbf{R}^m$  et  $\mathbf{T}^m$  peuvent s'écrire sous la forme :

$$L_{R^m}(\kappa, \lambda) = \frac{A_{R^m}(\kappa, \lambda)}{\lambda - \lambda^p} \quad \text{et} \quad L_{T^m}(\kappa, \lambda) = \frac{A_{T^m}(\kappa, \lambda)}{\lambda - \lambda^p} \quad (1.29)$$

avec  $A_{R^m}$  et  $A_{T^m}$  fonctions non nulles en  $\lambda = \lambda^p$ .

Lorsque la hauteur du réseau tend vers 0, la structure perturbée tend vers le guide d'onde plan. Comme le guide d'onde plan est une structure non dépolarisante, ses matrices de réflexion et de transmission sont diagonales, les éléments diagonaux et par conséquent, les valeurs propres de ces matrices correspondent aux coefficients de réflexion et de transmission en polarisation s et p. De plus,  $(\kappa^p, \lambda^p)$  tendent alors vers les pulsations spatiales et longueurs d'onde des modes guidés de la structure, que l'on notera  $(\kappa^{\text{ref}}, \lambda^{\text{ref}})$ . En particulier, pour un mode guidé (non à fuite) se propageant dans des matériaux sans pertes,  $\lambda^{\text{ref}}$  et  $\kappa^{\text{ref}}$  sont réels. Pour éviter que les coefficients de réflexion et transmission ne tendent vers l'infini lorsque  $\lambda = \lambda^{\text{ref}}$  et que la hauteur du réseau tend vers 0, nous écrivons les valeurs propres sous la forme

$$L_{R^m}(\kappa, \lambda) = I_{R^m}^{\text{ref}}(\kappa, \lambda) \frac{\lambda - \lambda^{\text{zt}}}{\lambda - \lambda^p} \quad \text{et} \quad L_{T^m}(\kappa, \lambda) = I_{T^m}^{\text{ref}}(\kappa, \lambda) \frac{\lambda - \lambda^{\text{zt}}}{\lambda - \lambda^p} \quad (1.30)$$

où  $I_{R^m}^{\text{ref}}$  et  $I_{T^m}^{\text{ref}}$  sont les coefficients de réflexion en polarisation s (dans le cas d'un mode guidé TE) ou p (dans le cas d'un mode guidé TM) du guide d'onde plan, et où  $\lambda^{\text{zt}}$  et  $\lambda^{\text{zt}}$  tendent vers  $\lambda^{\text{ref}}$  lorsque la hauteur du réseau tend vers 0.

Les modes propres de la structure sont donc définis par les valeurs propres et vecteurs propres des matrices de réflexion  $\mathbf{R}^m$  et de transmission  $\mathbf{T}^m$ .

### 1.3.3.3 Cas d'une structure symétrique par rapport à sa normale

Lorsqu'on compare les résultats des deux paragraphes précédents, une difficulté apparaît : les coefficients de réflexion et transmission en énergie font intervenir les valeurs propres des matrices  $\mathbf{R}^{a*}\mathbf{R}^a$  et  $\mathbf{T}^{a*}\mathbf{T}^a$ , alors qu'un mode de la structure se manifeste par un pôle et deux zéros sur les valeurs propres des matrices  $\mathbf{R}^a$  et  $\mathbf{T}^a$ .

Dans ce paragraphe, nous démontrons une propriété d'une valeur propre de  $\mathbf{R}^{a*}\mathbf{R}^a$  pour une longueur d'onde égale au zéro de la valeur propre résonnante de  $\mathbf{T}^a$ , dans le cas fréquent où la structure est symétrique par rapport à la normale à ses interfaces.

Pour une longueur d'onde égale au zéro  $\lambda^{zt}$  de la matrice  $\mathbf{T}^a$ , associée au vecteur propre  $\mathbf{V}_T^{a,zt}$  on a

$$\mathbf{T}^a(\lambda^{zt})\mathbf{V}_T^{a,zt} = 0 \quad (1.31)$$

En prolongeant les propriétés de la matrice de diffraction dans le plan complexe, la conservation d'énergie (on suppose les matériaux sans perte) se traduit par  $\mathbf{S}^*(\bar{\lambda})\mathbf{S}(\lambda) = 1$ . En développant cette expression en fonction des sous-matrices  $\mathbf{R}^a$ ,  $\mathbf{R}^b$ ,  $\mathbf{T}^a$ ,  $\mathbf{T}^b$  et en utilisant le fait que le théorème de réciprocité implique que la matrice  $\mathbf{S}$  est symétrique lorsque la structure est symétrique par rapport à l'axe  $z$ , on peut montrer que  $\lambda^{zt}$  est réel et unique au voisinage de  $\lambda^{\text{ref}}$  [9], et que

$$\mathbf{R}^a(\lambda^{zt})\mathbf{V}_T^{a,zt} = \bar{\mathbf{V}}_T^{a,zt} \quad (1.32)$$

De plus la sous-matrice  $\mathbf{R}^a$  est symétrique. On peut donc écrire  $\mathbf{R}^{a*} = \bar{\mathbf{R}}^a$ . En utilisant  $\mathbf{R}^a(\lambda^{zt})\mathbf{V}_T^{a,zt} = \bar{\mathbf{V}}_T^{a,zt}$  et son expression conjuguée, on obtient :

$$\mathbf{R}^{a*}(\lambda^{zt})\mathbf{R}^a(\lambda^{zt})\mathbf{V}_T^{a,zt} = \mathbf{V}_T^{a,zt} \quad (1.33)$$

D'après l'expression (1.33), il existe une longueur d'onde réelle égale à  $\lambda^{zt}$ , pour laquelle la matrice  $\mathbf{R}^{a*}\mathbf{R}^a$  a pour vecteur propre  $\mathbf{V}_T^{a,zt}$  et sa valeur propre est égale à 1. Numériquement, nous avons observé que les vecteurs propres de  $\mathbf{T}^a$  varient assez peu entre le pôle  $\lambda^p$  et le zéro  $\lambda^{zt}$ . On peut donc écrire que  $\mathbf{V}_T^{a,zt} = \mathbf{V}_S^{1,a}$ . Autrement dit, on peut considérer que le champ incident pour lequel la valeur propre résonnante de  $\mathbf{R}^{a*}\mathbf{R}^a$  est égale à 1 correspond au champ du mode propre dans le superstrat.

Notons que tout le raisonnement fait sur longueur d'onde  $\lambda$  est valable pour la pulsation spatiale  $\kappa$ .

### 1.3.4 Conclusions concernant l'indépendance à la polarisation des filtres à réseaux résonnants

Un résultat majeur du paragraphe 1.3.2 est l'écriture du coefficient de réflexion sous la forme

$$|R|^2 = L_{R^a * R^a}^1 \left| \langle I^a | V_{R^a * R^a}^1 \rangle \right|^2 + L_{R^a * R^a}^2 \left| \langle I^a | V_{R^a * R^a}^2 \rangle \right|^2, \quad (1.34)$$

qui signifie que lorsque la polarisation incidente décrit tous les états de polarisation possibles, la réflectivité varie entre deux extrema (les valeurs propres  $L_{R^a * R^a}^1$  et  $L_{R^a * R^a}^2$  de la matrice  $\mathbf{R}^{a*} \mathbf{R}^a$ ) qui sont obtenus pour deux polarisations incidentes orthogonales (correspondant aux vecteurs propres  $V_{R^a * R^a}^1$  et  $V_{R^a * R^a}^2$  de  $\mathbf{R}^{a*} \mathbf{R}^a$ ). Ainsi, une structure sera indépendante de la polarisation si les deux valeurs propres sont égales. Il est important de noter que le fait d'avoir une réflectivité en polarisation s,  $R_s$ , égale à la réflectivité en polarisation p,  $R_p$ , ne signifie pas nécessairement qu'on a l'indépendance à la polarisation. On peut en effet, par exemple, avoir  $R_s = R_p = 50\%$ , mais des réflectivités respectivement égales à 100% et 0% pour deux autres polarisations orthogonales entre elles. Par contre, si  $R_s$  et  $R_p$  sont toutes les deux égales au maximum possible (100%) ou au minimum possible (0%), alors on a l'indépendance à la polarisation. Le premier cas correspond à un filtre en réflexion, le second à un filtre en transmission.

Un résultat du paragraphe 1.3.3 pour une structure symétrique par rapport à la normale à ses interfaces est qu'au voisinage de la résonance, lorsqu'un seul mode est excité, une valeur propre de  $\mathbf{R}^{a*} \mathbf{R}^a$  est égale à 1 pour une longueur d'onde réelle et un champ incident correspondant à celui du mode propre dans le superstrat. Pour la polarisation orthogonale, la réflectivité est égale à l'autre valeur propre de  $\mathbf{R}^{a*} \mathbf{R}^a$  (non résonnante), proche de celle du guide d'onde plan équivalent.

D'après tout ce que nous venons de voir, il est quasiment impossible de faire du filtrage spectral à partir d'une structure à réseaux résonnants avec une efficacité proche de 100%, pour une onde incidente non polarisée ou de polarisation inconnue si un seul mode est excité. Il est donc nécessaire d'avoir 2 modes guidés pour obtenir l'indépendance à la polarisation.

## 1.4 Un exemple de filtre indépendant de la polarisation sous incidence oblique

Un filtre indépendant de la polarisation est un composant dont la réponse spectrale ne dépend pas de la polarisation incidente. Quelle que soit la polarisation incidente, le pic de résonance du filtre doit être centré à la même longueur d'onde et doit avoir les mêmes caractéristiques telles que la largeur spectrale ou l'efficacité.

Pour obtenir cette propriété, la condition nécessaire et suffisante est d'exciter deux modes propres indépendants simultanément (même longueur d'onde et même vecteur d'onde). Si on considère une couche guidante comportant un mode guidé, ce dernier va être excité uniquement pour une polarisation et, par conséquent, on ne peut pas parler d'indépendance à la polarisation. Pour avoir des modes propres indépendants, une solution consiste à prendre un plan d'incidence suivant la bissectrice des directions de périodicité, et une structure symétrique par rapport à ce plan. Dans ce cas, deux modes indépendants, l'un symétrique l'autre antisymétrique par rapport au plan d'incidence, peuvent être excités. Ils peuvent être excités simultanément (pour la même longueur d'onde et le même vecteur d'onde incident) lorsque le couplage entre les deux ordres de diffraction résonnants est minimisé. Ceci peut être obtenu pour certains motifs de réseau pour lesquelles le coefficient de Fourier couplant les deux ordres de diffraction résonnants est faible, ou lorsque l'angle entre les directions de propagation des deux ordres de diffraction est proche de  $\pi/2$  radians [17].

Nous illustrons les propos ci-dessus en reprenant un exemple de réseau résonnant 2D indépendant de la polarisation démontré numériquement par Mizutani *et al.* [20]. Cet exemple a été choisi car la réponse spectrale de la structure montre une efficacité de 100% et des largeurs spectrales quasi-identiques pour les deux polarisations incidentes s et p.

La structure est donnée dans la figure 1.5. Elle est composée d'un substrat, d'une couche guidante et d'un réseau de diffraction d'indice 1.47, 2.10 et 1.56 respectivement. Le réseau comporte une maille carrée avec des trous carrés de dimension 338 nm x 338 nm, de période  $\Lambda = 416$  nm, et de hauteur  $h = 121$  nm. L'épaisseur de la couche guidante est de 158 nm. La structure est éclairée suivant le plan bissecteur des deux directions de périodicité, à savoir à  $45^\circ$ , et l'angle d'incidence est de  $10^\circ$ .

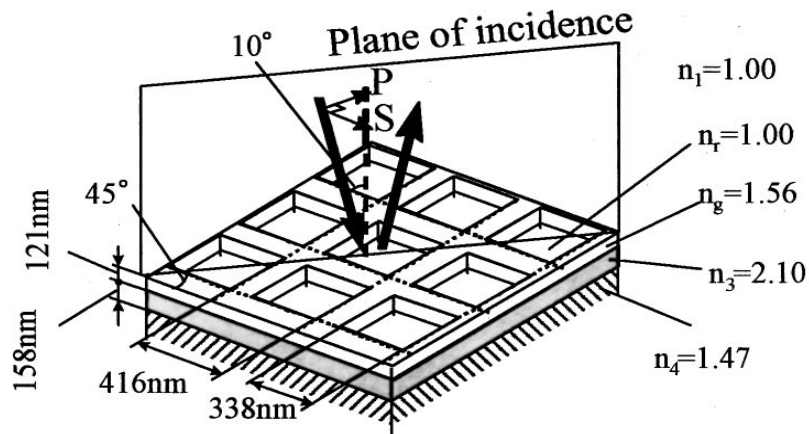


Figure 1.5 : Structure d'un guide à réseau résonnant 2D indépendant de la polarisation en incidence oblique de  $10^\circ$ . (Figure extraite de l'article de Mizutani *et al.* [20])

Les ordres de diffraction  $(-1,0)$  et  $(0,-1)$  sont utilisés pour exciter les modes guidés. Notons que l'incidence faible de  $10^\circ$  implique que l'angle entre les directions de propagation des modes est proche de  $\pi/2$  radians. De plus, le motif choisi tend à minimiser le coefficient de Fourier  $(-1,1)$  reliant les deux ordres de diffraction résonnants.

Pour cette structure, nous avons calculé les spectres de réflectivité à l'aide d'un code rigoureux basé sur la méthode modale de Fourier [24] développé à l'Institut Fresnel. La figure 1.6-gauche montre les spectres de réflectivité des polarisations s et p pour une incidence de  $10^\circ$ . Les pics de résonance sont centrés à 688 nm, et sont conformes à ce qui a été obtenu par Mizutani *et al.* On observe une superposition des pics pour les deux polarisations, qui montrent une efficacité de 100%.

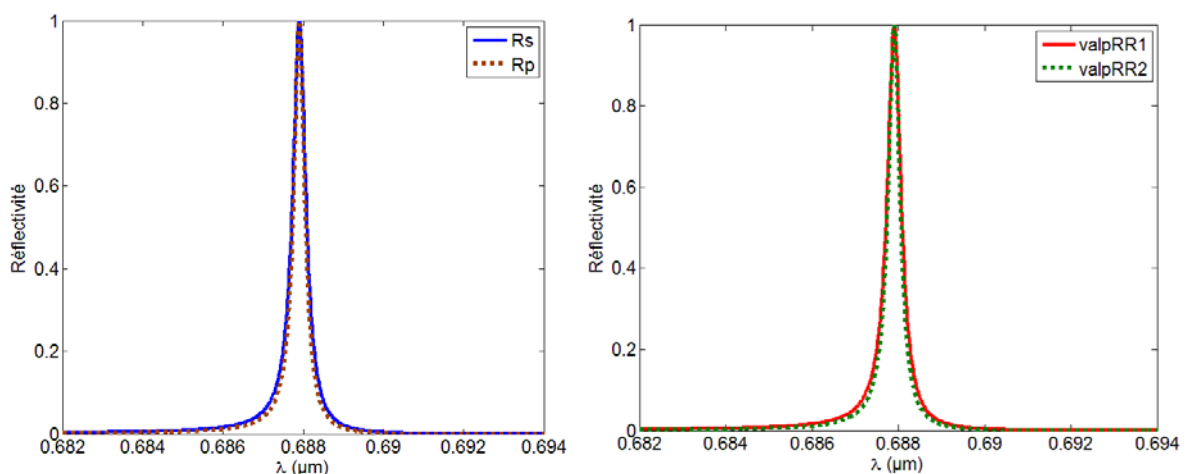


Figure 1.6 : Spectres de réflectivité  $R_s$  et  $R_p$  (gauche) et des valeurs propres de la matrice  $\mathbf{R}^* \mathbf{R}$  (droite) pour  $\theta = 10^\circ$ ,  $\Phi = 45^\circ$ , période  $\Lambda = 416$  nm, dimension trous carrés :  $D = 338$  nm x 338 nm et hauteur  $h = 121$  nm.

En calculant les valeurs propres de la matrice  $\mathbf{R}^{a*}\mathbf{R}^a$  définies dans la partie précédente en fonction de la longueur d'onde, nous étudions les bornes du coefficient de réflexion en énergie lorsque la polarisation incidente décrit toutes les polarisations possibles. Sur la figure 1.6-droite, le calcul des valeurs propres de la matrice  $\mathbf{R}^{a*}\mathbf{R}^a$  montre aussi une superposition des pics pour deux polarisations incidentes orthogonales, avec une réflectivité de 100%. Cela signifie que quelle que soit la polarisation incidente, et pour une incidence de  $10^\circ$ , la courbe de réflectivité sera toujours comprise entre les deux valeurs propres qui, ici, se superposent : la structure est donc indépendante de la polarisation. Il est à noter que ici, au voisinage de la résonance, les vecteurs propres sont les vecteurs s et p.

Pour étudier l'évolution de l'indépendance à la polarisation en dehors du point de fonctionnement, nous avons également calculé le spectre de réflectivité, en polarisation s et p, et le spectre des valeurs propres pour une incidence de  $2^\circ$  (figure 1.7) et de  $24^\circ$  (figure 1.8) avec  $\Phi$  toujours égal à  $45^\circ$ . Sur les figures 1.7, nous pouvons voir deux pics de résonance séparés de 0.09 nm, dont les intensités maximum sont de 100%.

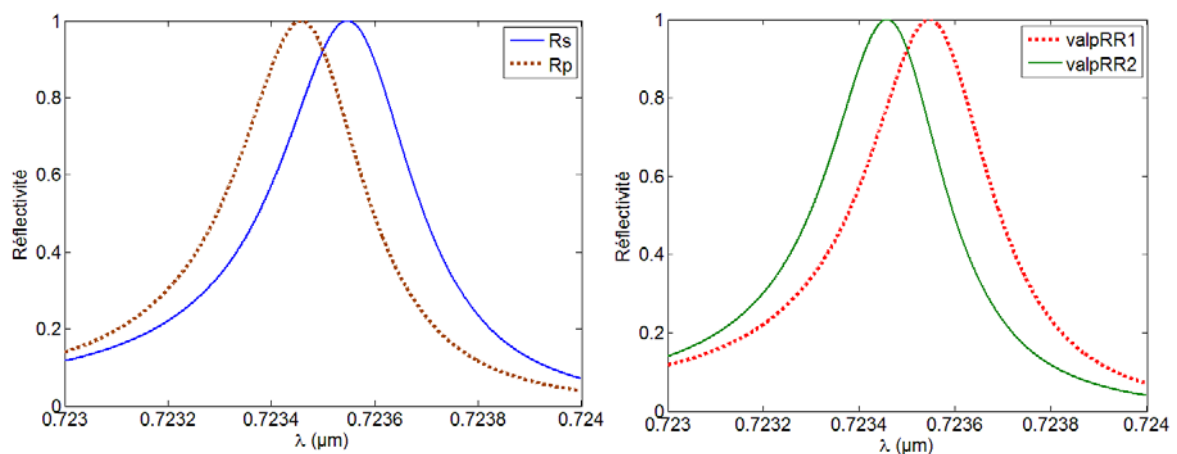


Figure 1.7 : Spectre de réflectivité pour les polarisations s et p (gauche) et spectre des valeurs propres (droite) pour une incidence de  $2^\circ$ .

Sur la figure 1.8, la séparation des pics est de 0.12 nm mais nous pouvons aussi remarquer que les intensités des pics de résonances sont nettement inférieures à 100% (62% pour l'un et 48% pour l'autre). Cette diminution de l'efficacité vient du fait que, pour l'incidence considérée, les ordres  $(-1,0)$  et  $(0,-1)$  sont propagatifs dans le substrat.

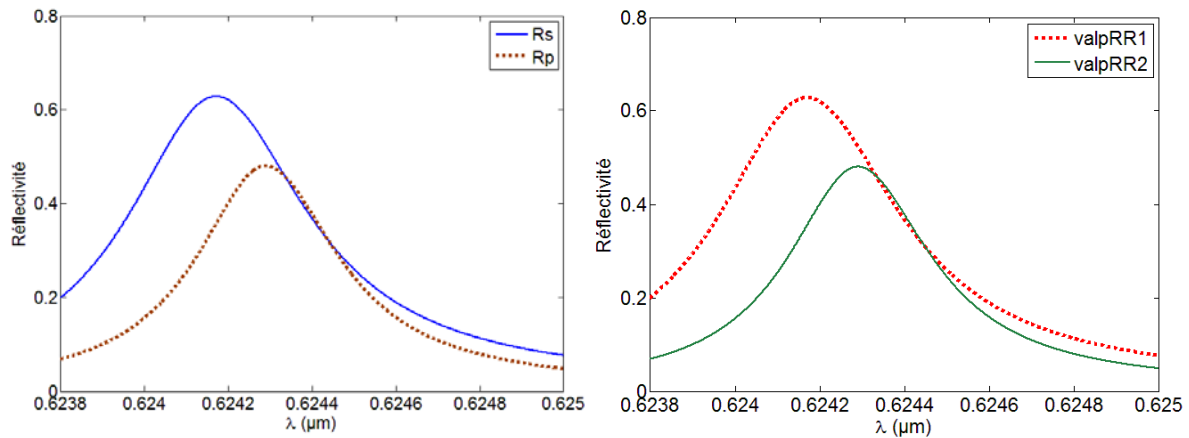


Figure 1.8 : Spectre de réflectivité pour les polarisations s et p (gauche) et spectre des valeurs propres (droite) pour une incidence de 24°.

Cette analyse montre que l'indépendance stricte à la polarisation est obtenue uniquement au point de fonctionnement de la structure, c'est-à-dire pour  $\theta = 10^\circ$ . En dehors de cette incidence, la séparation des pics de résonance traduit une perte de l'indépendance à la polarisation. Cependant, une étude plus précise permet de distinguer deux situations :

- Pour les incidences inférieures à 14°, la séparation des pics se fait avec conservation de la réflectivité proche de 100%. Dans ce cas, un seul paramètre traduisant l'indépendance à la polarisation se trouve affecté par la variation de l'angle d'incidence.
- Pour les incidences supérieures à 14°, la séparation des pics de résonance est accompagnée d'une réduction de leur intensité. Dans ce cas, ce sont donc deux paramètres traduisant l'indépendance à la polarisation qui sont dégradés par le changement d'incidence.

On observe que la séparation des pics de résonance est relativement faible : ceci est dû, *a priori*, au fait que le design minimise le couplage entre les ordres de diffraction résonnants (angle entre les directions de propagation proche de  $\pi/2$  radians, et coefficient de Fourier (-1,1) faible). Cependant, une séparation des pics de l'ordre de 0.1 nm est déjà trop importante si on vise une bande passante de 0.1 nm...



## 1.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit les outils nécessaires pour comprendre et obtenir l'indépendance à la polarisation des réseaux résonnants. Nous avons d'abord donné une brève description du principe de fonctionnement des réseaux résonnants et rappelé que, dans les cas où l'angle d'incidence est loin de l'incidence normale ou de l'incidence rasante, la longueur d'onde est accordable linéairement en fonction de l'angle d'incidence.

L'état de l'art sur des filtres indépendants de la polarisation en incidence oblique a permis d'avoir un aperçu des différents travaux déjà réalisés, notamment sur des réseaux 2D. Cependant, les spectres tracés dans toutes ces études sont en général en polarisation s et p, et ce n'est pas suffisant pour conclure à l'indépendance à la polarisation.

Pour s'assurer d'être indépendant de la polarisation, il faudrait être capable de balayer tous les états de polarisations possibles. Nous montrons que ce n'est pas nécessaire en étudiant la matrice de diffraction  $\mathbf{S}$ . Cette matrice permet de relier les ondes diffractées aux ondes incidentes. A partir de cette matrice, les efficacités réfléchies et transmises peuvent être exprimées en fonction de valeurs et vecteurs propres : nous montrons que les valeurs propres de la matrice  $\mathbf{R}^{a*}\mathbf{R}^a$  (respectivement  $\mathbf{T}^{a*}\mathbf{T}^a$ ) représentent le minimum et le maximum de réflectivité (respectivement transmittivité) pour les différents états de polarisation accessibles.

Nous évoquons aussi le lien entre les coefficients de réflexion et transmission en énergie, qui font intervenir les valeurs propres des matrices de  $\mathbf{R}^{a*}\mathbf{R}^a$  et  $\mathbf{T}^{a*}\mathbf{T}^a$  et le mode propre de la structure, défini par un pôle et deux zéros sur les valeurs propres des matrices  $\mathbf{R}^a$  et  $\mathbf{T}^a$ . Nous déduisons que le champ incident pour lequel la valeur propre résonnante de  $\mathbf{R}^{a*}\mathbf{R}^a$  est égale à 1 correspond au champ du mode propre dans le superstrat.

Pour illustrer l'indépendance à la polarisation, nous étudions enfin un exemple de réseaux 2D démontré numériquement par Mizutani *et al.* [20]. Cet exemple permet de montrer qu'en dehors du point de fonctionnement de la structure où l'indépendance stricte à la polarisation est obtenue, les pics de résonances se séparent ce qui traduit une dépendance à la polarisation. De plus, pour une certaine gamme angulaire, cette dépendance à la polarisation est accentuée par la réduction de l'intensité des pics. Ainsi, la structure proposée ne permet pas de conserver l'indépendance à la polarisation pour des applications où on recherche l'accordabilité de la longueur d'onde de fonctionnement par une modification de l'angle d'incidence.

Dans le chapitre suivant, nous proposons donc l'étude d'une nouvelle configuration de réseaux résonnants visant à obtenir, à la fois, ces deux propriétés

très recherchées que sont l'indépendance à la polarisation et l'accordabilité spectrale en fonction de l'angle d'incidence.

# Références

- [1] E. Popov, L. Mashev and D. Maystre. Theoretical study of the anomalies of coated dielectric gratings. *Optica Acta*, 33:607–619, 1986.
- [2] A. Sharon, D. Rosenblatt and A. A. Friesem. Narrow spectral bandwidths with grating waveguide structures. *Applied Physics Letters*, 69:4154–4156, 1996.
- [3] Z. S. Liu, S. Tibuleac, D. Shin, P. P. Young and R. Magnusson. High-efficiency guided-mode resonance filter. *Optics Letters*, 23:1556–1558, 1998.
- [4] A. F. H. Goetz, G. Vane, J. E. Solomon and B.N. Rock. Imaging spectrometry for earth remote sensing. *Science*, 228:1147–1153, 1985.
- [5] A.-L. Fehrembach, A. Talneau, O. Boyko, F. Lemarchand and A. Sentenac. Experimental demonstration of a narrowband, angular tolerant, polarization independent, doubly periodic resonant grating filter. *Optics Letters*, 32:2269–2271, 2007.
- [6] X. Fu, K. Yi, J. Shao and Z. Fan. Nonpolarizing guided-mode resonance filter. *Optics Letters*, 34:124–126, 2009.
- [7] O. Boyko, F. Lemarchand, A. Talneau, A.-L. Fehrembach and A. Sentenac. Experimental demonstration of ultrasharp unpolarized filtering by resonant gratings at oblique incidence. *Journal of the Optical Society of America, A*, 26:676–679, 2009.
- [8] D. W. Peters, R. R. Boye, J. R. Wendt, R. A. Kellogg, S. A. Kemme, T. R. Carter and S. Samora. Demonstration of polarization-independent resonant subwavelength grating filter arrays. *Optics Letters*, 35:3201–3203, 2010.
- [9] A.-L. Fehrembach, D. Maystre and A. Sentenac. Phenomenological theory of filtering by resonant dielectric gratings. *Journal of the Optical Society of America, A*, 19:1136–1144, 2002.
- [10] A.-L. Fehrembach, O. Gauthier-Lafaye, K. Chan Shin Yu, A. Monmayrant, S. Bonnefont, E. Daran, P. Arguel, F. Lozes-Dupuy and A. Sentenac. Measurement and modelling of 2d hexagonal resonant-grating filter performance. *Journal of the Optical Society of America, A*, 27:1535–1540, 2010.
- [11] S. S. Wang and R. Magnusson. Theory and applications of guided-mode resonance filters. *Applied Optics*, 32:2606–2613, 1993.
- [12] I. Avrutsky and R. Rabaday. Waveguide grating mirror for large-area semiconductor lasers. *Optics Letters*, 26:989–991, 2001.

- [13] T. Katchalski, G. Levy-Yurista, A. A. Friesem, G. Martin, A. Hiele and J. Zyss. Light modulation with electro-optic polymer-based resonant grating waveguide structures. *Optics Express*, 13:4645–4650, 2005.
- [14] S. Soria, T. Katchalski, E. Teitelbaum, A. A. Friesem and G. Marowsky. Enhanced two-photon fluorescence excitation by resonant grating waveguide structures. *Optics L*, 29:1989–1991, 2004.
- [15] N. Ganesh, I. D. Block and B. T. Cunningham. Near ultraviolet-wavelength photonic-crystal biosensor with enhanced surface-to-bulk sensitivity ratio. *Applied Phy*, 89:023901, 2006.
- [16] X.-H. Hu, K. Gong, T.-Y. Sun and D.-M. Wu. Polarization-independent guided-mode resonance filters under oblique incidence. *Chinese Physics Letters*, 27:074211, 2010.
- [17] A.-L. Fehrembach and A. Sentenac. Study of waveguide grating eigenmodes for unpolarized filtering applications. *Journal of the Optical Society of America, A*, 20:481–488, 2003.
- [18] D. Lacour, G. Granet, J.-P. Plumey and A. Mure-Ravaud. Polarization independence of a one-dimensional grating in conical mounting. *Journal of the Optical Society of America, A*, 20:1546–1552, 2003.
- [19] G. Niederer, W. Nakagawa, H. Herzig and H. Thiele. Design and characterization of a tunable polarization-independent resonant grating filter. *Optics Express*, 13:2196–2200, 2005.
- [20] A. Mizutani, H. Kikuta, K. Nakajima and K. Iwata. Nonpolarizing guided-mode resonant grating filter for oblique incidence. *Journal of the Optical Society of America, A*, 18:1261–1266, 2001.
- [21] S. Hernandez, O. Gauthier-Lafaye, A.-L. Fehrembach, S. Bonnefont, P. Arguel, F. Lozes-Dupuy and A. Sentenac. High performance bi-dimensional resonant grating filter at 850nm under high oblique incidence of 60°. *Applied Physics Letters*, 92:31112, 2008.
- [22] T. Clausnitzer, A. V. Tishchenko, E.-B. Kley, H.-J. Funchs, D. Shelle, O. Parriaux and U. Kroll. Narrowband, polarization-independent free-space wave notch filter. *Journal of the Optical Society of America, A*, 22:2799–2803, 2005.
- [23] M. Nevière. *Electromagnetic theory of gratings: The homogeneous problem*. Springer-Verlag, Berlin, 1980.
- [24] L. Li. New formulation of the fourier modal method for crossed surface-relief gratings. *Journal of the Optical Society of America, A*, 14:2758–2767, 1997.



# Chapitre 2

## Nouvelle configuration de réseaux résonnants pour obtenir l'indépendance à la polarisation sous incidence oblique variable

### 2.1 Introduction

Différentes configurations de réseaux résonnants pour un fonctionnement en incidence oblique indépendant de la polarisation incidente ont été proposées dans la littérature [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7]. Ces solutions reposent sur le principe suivant : exciter des modes orthogonaux quel que soit l'angle d'incidence polaire  $\theta$ , mais dont les relations de dispersion ne sont dégénérées que pour un angle  $\theta_0$ , et donc une longueur d'onde  $\lambda_0$ , donnés. Il a été montré que ceci est possible pour une position du plan d'incidence caractérisée par l'angle azimutal  $\Phi_0$ . L'indépendance à la polarisation est alors obtenue pour le point de fonctionnement  $(\lambda_0, \theta_0, \Phi_0)$  uniquement, et se perd plus ou moins rapidement lorsque l'angle d'incidence polaire varie.

Dans ce chapitre, nous présentons une configuration permettant d'obtenir simultanément l'indépendance à la polarisation et l'accordabilité en longueur d'onde par ajustement de l'angle d'incidence polaire. L'approche que nous proposons repose sur le principe inverse de ce qui a été présenté auparavant : exciter des modes dégénérés quel que soit l'angle d'incidence polaire, pour une position  $\Phi_0$  du plan d'incidence, mais orthogonaux uniquement pour un angle d'incidence  $\theta_0$ , et donc une longueur d'onde  $\lambda_0$ , donnés. En ce point  $(\lambda_0, \theta_0, \Phi_0)$ , l'indépendance à la polarisation est assurée. Lorsque l'angle polaire varie autour de  $\theta_0$ , les relations de dispersion des modes restent dégénérées, mais les champs ne sont plus orthogonaux. Le comportement de la structure en fonction de la polarisation de l'onde incidente est alors à étudier.

Dans la suite, nous présentons en détails une structure permettant ce type de configuration, puis nous étudions son comportement en fonction des paramètres de l'onde incidente ainsi que sa tolérance vis-à-vis des erreurs de fabrication.

## 2.2 Présentation de la nouvelle configuration

Nous détaillons ici la nouvelle configuration que nous proposons pour obtenir simultanément l'indépendance à la polarisation et l'accordabilité en fonction de l'angle d'incidence. Après avoir présenté la structure et introduit les notations, nous donnons les équations qui régissent son fonctionnement. A partir de ces équations, nous concevons une structure pour une application à  $1.6 \mu\text{m}$ , dont nous étudions numériquement les performances.

### 2.2.1 Principe de fonctionnement

#### 2.2.1.1 Description de la structure

Pour avoir deux modes guidés dont les relations de dispersion sont quasi-dégénérées, nous proposons d'utiliser deux empilements de couches identiques de part et d'autre d'un substrat épais. La structure est symétrique par rapport à un plan coupant le substrat en deux, et nous choisissons un substrat suffisamment épais pour que les modes de chaque demi-structure ne soient quasiment pas perturbés par la présence de l'autre demi-structure. En d'autres termes, on peut dire que la structure possède (au moins) deux modes identiques peu couplés. L'excitation se fait grâce à des réseaux de diffractions à une dimension (1D) identiques sur chaque empilement mais dont les directions de périodicité font un certain angle. Le plan d'incidence est le plan bissecteur des deux directions de périodicité. Le choix de l'angle entre les réseaux permet de fixer l'angle d'incidence polaire pour lequel les directions de propagation des modes (et donc, de manière approchée, les directions des champs) seront orthogonales. Par exemple, lorsque cet angle est proche de  $\pi/2$ , les modes sont excités dans des directions orthogonales au voisinage de l'incidence normale (figure 2.1) [8].

De manière plus précise, le réseau de diffraction à une dimension (1D) de la partie supérieure de la structure est périodique selon l'axe ( $Ox$ ) et celui de la partie inférieure est périodique selon l'axe ( $Oy'$ ). Hormis le fait que les directions de périodicité sont différentes, les paramètres des deux réseaux sont identiques.

Chaque réseau va ainsi exciter un mode en un point de fonctionnement défini au préalable. Les bases  $(Oxyz)$  et  $(Ox'y'z)$  sont orthogonales et sont associées respectivement aux réseaux supérieur et inférieur.

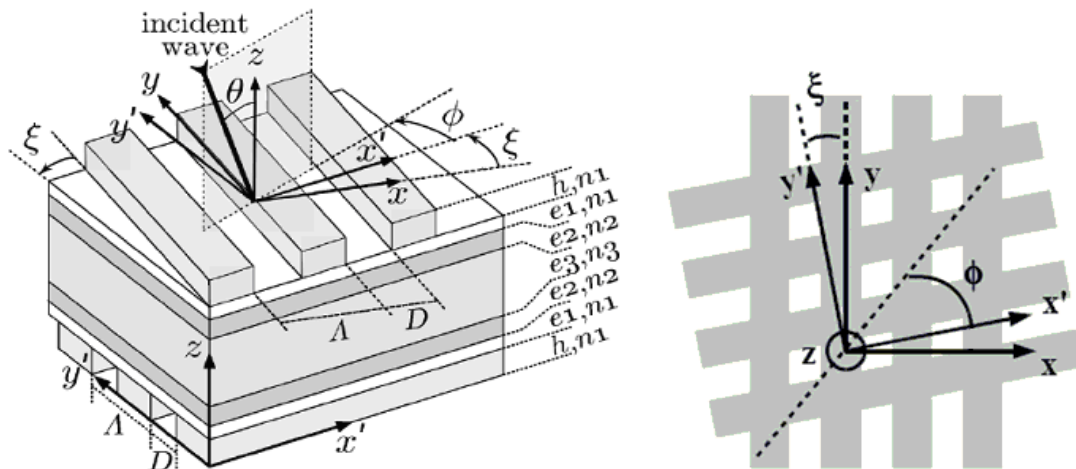


Figure 2.1 : Schéma de la structure (gauche) et vue de dessus des 2 réseaux de diffraction par transparence avec l'angle  $\Phi$  (droite). La ligne en pointillée représente la trace du plan d'incidence. (Figures extraites de l'article de Fehrembach *et al.* [8])

Les deux réseaux sont séparés d'un angle  $\xi$ , défini entre  $(Ox)$  et  $(Ox')$ . L'angle d'incidence  $\theta$  est l'angle polaire et est défini par rapport à l'axe  $(Oz)$  tandis que l'angle azimutal  $\Phi$  est défini par rapport à l'axe  $(Ox')$  et représente la position du plan d'incidence. Les angles sont comptés positivement dans le sens trigonométrique. Les réseaux de lignes 1D sont définis par leur période  $\Lambda$ , la largeur de leurs tranchées  $D$  et leur hauteur  $h$ . Les différentes couches de l'empilement sont définies par leur épaisseur  $e_x$ , et leur indice de réfraction  $n_x$  avec  $x = 1, 2, 3, \dots$

Pour l'étude de la propriété d'indépendance à la polarisation, nous nous plaçons au point de fonctionnement du filtre c'est-à-dire pour un triplet  $(\lambda_0, \theta_0, \Phi_0)$  donné. L'accordabilité en longueur d'onde est étudiée lorsque l'angle polaire varie, l'angle azimutal restant égal à  $\Phi_0$ .

## 2.2.1.2 Fonctionnement de la structure

### a) Cas général

Considérons le cas général où les deux demi-structures, de part et d'autre du substrat, sont différentes. Afin d'éviter que des ordres de diffraction, autres que l'ordre zéro, ne soient propagatifs dans la structure, nous allons utiliser l'ordre (-1)



de chaque réseau pour exciter les modes guidés. La structure étant périodique dans deux directions ( $Ox$  et  $Oy'$ ) non orthogonales, nous utiliserons les notations usuelles pour les réseaux bidimensionnels, et parlerons de l'ordre  $(-1,0)$  pour le réseau supérieur (selon  $Ox$ ) et  $(0,-1)$  pour le réseau inférieur (selon  $Oy'$ ).

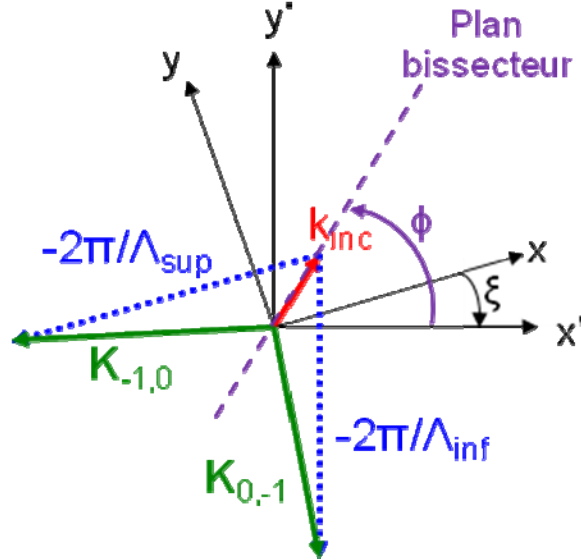


Figure 2.2 : Représentation des vecteurs d'onde des ordres de diffraction résonnants  $\mathbf{K}_{-1,0}$  et  $\mathbf{K}_{0,-1}$  des réseaux supérieur et inférieur, respectivement, en incidence oblique (remarque : ici,  $\xi$  est négatif).

Soit  $\mathbf{k}_{inc}$ , la projection du vecteur d'onde incident sur le plan  $(Oxy)$  et  $(Ox'y')$  et s'écrivant sous la forme :

$$\begin{aligned} \mathbf{k}_{inc} &= \left[ \frac{2\pi}{\lambda} \sin(\theta) \cos(\phi + \xi) \right] \mathbf{x} + \left[ \frac{2\pi}{\lambda} \sin(\theta) \sin(\phi + \xi) \right] \mathbf{y} \\ &= \left[ \frac{2\pi}{\lambda} \sin(\theta) \cos(\phi) \right] \mathbf{x}' + \left[ \frac{2\pi}{\lambda} \sin(\theta) \sin(\phi) \right] \mathbf{y}' \end{aligned} \quad (2.1)$$

Les projections, dans le plan des couches, des vecteurs d'onde  $\mathbf{K}_{-1,0}$  et  $\mathbf{K}_{0,-1}$  des ordres de diffraction  $(-1,0)$  et  $(0,-1)$  sont données respectivement par :

$$\mathbf{K}_{-1,0} = \mathbf{k}_{inc} - \frac{2\pi}{\Lambda_{sup}} \mathbf{x} \quad (2.2)$$

$$\mathbf{K}_{0,-1} = \mathbf{k}_{inc} - \frac{2\pi}{\Lambda_{inf}} \mathbf{y}' \quad (2.3)$$

avec  $\Lambda_{sup}$  et  $\Lambda_{inf}$  les périodes des réseaux supérieurs et inférieurs.

Soient  $n_{\text{eff\_sup}}$  et  $n_{\text{eff\_inf}}$  les indices effectifs des modes se propageant dans les parties supérieure et inférieure de la structure respectivement. Les conditions de couplage pour les deux réseaux sont :

$$\begin{aligned} \|\mathbf{K}_{-1,0}\| &\cong \frac{2\pi}{\lambda} n_{\text{eff\_sup}} \\ \|\mathbf{K}_{0,-1}\| &\cong \frac{2\pi}{\lambda} n_{\text{eff\_inf}} \end{aligned} \quad (2.4)$$

La condition d'orthogonalité, qui assure que les directions de propagation des modes sont orthogonales, est donnée par :

$$\mathbf{K}_{-1,0} \cdot \mathbf{K}_{0,-1} = 0 \quad (2.5)$$

Pour une structure donnée, avec  $n_{\text{eff\_sup}}$ ,  $n_{\text{eff\_inf}}$ ,  $\Lambda_{\text{sup}}$ ,  $\Lambda_{\text{inf}}$ ,  $\xi$  fixés, il est en général possible de trouver un ensemble continu de triplets  $(\lambda, \theta, \Phi)$  tels que les conditions de couplage soient satisfaites simultanément. Par exemple, pour un cas particulier, nous avons fait varier  $\theta$  dans un intervalle, et calculé les  $\Phi$  correspondants permettant de satisfaire simultanément les équations (2.4) pour le même  $\lambda$ . La figure 2.3-gauche représente l'évolution de  $\Phi$  en fonction de  $\theta$  pour les triplets  $(\lambda, \theta, \Phi)$  ainsi calculés.

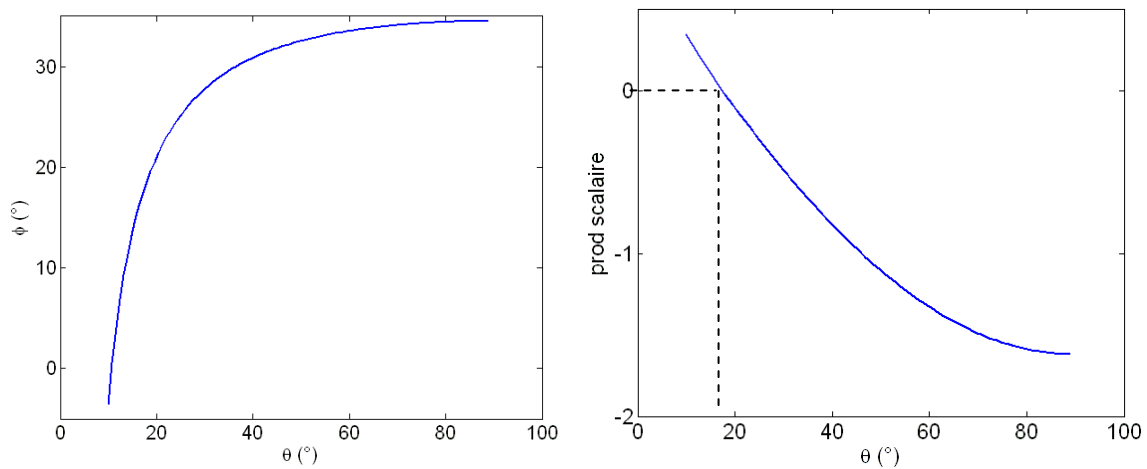


Figure 2.3 : Pour  $\Lambda_{\text{sup}} = 838$  nm,  $\Lambda_{\text{inf}} = 820$  nm,  $n_{\text{eff\_sup}} = 1.7$ ,  $n_{\text{eff\_inf}} = 1.9$ ,  $\xi = -11^\circ$ , la figure de gauche montre que la condition de couplage est satisfaite pour chaque couple  $(\theta, \Phi)$  auquel correspond une longueur d'onde de résonance. La figure de droite montre que la condition d'orthogonalité est satisfaite pour un seul triplet  $(\theta, \Phi, \lambda)$ .

Parmi ces triplets, cherchons ceux pour lesquels la condition d'orthogonalité (éq. 2.5) est satisfaite. Sur la figure 2.3-droite, est tracé le produit scalaire  $\mathbf{K}_{-1,0} \cdot \mathbf{K}_{0,-1}$  en fonction de  $\theta$ , pour  $\Phi$  et  $\lambda$  tels que les conditions de couplage sont satisfaites

simultanément. Ce produit scalaire s'annule en un point. Donc un seul triplet  $(\lambda, \theta, \Phi)$  permet d'obtenir deux modes se propageant dans deux directions orthogonales.

Sur cet exemple, l'accordabilité en longueur d'onde autour du point de fonctionnement se fait en faisant varier à la fois  $\theta$  et  $\Phi$  (figure 2.3-gauche), ce qui est expérimentalement très difficile à mettre en œuvre. C'est pour cela que nous allons étudier un cas plus simple à réaliser.

## b) Cas particulier

Considérons maintenant le cas où les deux demi-structures sont identiques c'est-à-dire que la période ainsi que l'indice effectif des modes guidés sont identiques :  $\Lambda_{\text{sup}} = \Lambda_{\text{inf}} = \Lambda$  et  $n_{\text{eff, sup}} = n_{\text{eff, inf}} = n_{\text{eff}}$ . Dans ce cas, les équations de couplage se simplifient.

L'équation de couplage du réseau supérieur est donnée par :

$$\left[ \sin(\theta) \cos(\phi + \xi) - \frac{\lambda}{\Lambda} \right]^2 + [\sin(\theta) \sin(\phi + \xi)]^2 \cong n_{\text{eff}}^2 \quad (2.6)$$

Celle du réseau inférieur est donnée par :

$$\left[ \sin(\theta) \cos\left(\frac{\pi}{2} - \phi\right) - \frac{\lambda}{\Lambda} \right]^2 + \left[ \sin(\theta) \sin\left(\frac{\pi}{2} - \phi\right) \right]^2 \cong n_{\text{eff}}^2 \quad (2.7)$$

Il apparaît clairement que les deux conditions de couplages sont satisfaites simultanément si  $\phi = \pi/4 - \xi/2$  c'est-à-dire lorsque la structure est éclairée selon la bissectrice des deux directions de périodicité (Ox) et (Oy') (ligne en pointillée sur les figures 2.1-droite et 2.2). Dans ce cas uniquement, les relations de dispersions sont quasiment dégénérées quel que soit  $\theta$ ; chaque réseau va exciter un mode guidé à la même longueur d'onde.

La condition d'orthogonalité (éq. 2.5) est satisfaite pour un angle d'incidence et une longueur d'onde donnés, correspondant au point de fonctionnement optimum de la structure. L'accordabilité en longueur d'onde se fait en faisant varier  $\theta$  autour de ce point et en gardant un plan d'incidence fixe.

Ce cas simplifié est expérimentalement plus facile à réaliser que le cas général décrit dans le paragraphe 2.1.1.2 (a). Un exemple numérique est donné dans la partie suivante 2.1.2 pour cette structure ayant des réseaux 1D croisés identiques.

Pour terminer, remarquons que pour le cas  $\xi = \pm \pi/2$ , correspondant à 2 réseaux périodiques dans la même direction, la condition d'orthogonalité ne peut pas être satisfaite.

## 2.2.2 Exemple pour un fonctionnement à $\lambda = 1.6 \mu\text{m}$

Pour illustrer le fonctionnement de cette structure 1D croisée, nous avons choisi de travailler en incidence oblique à la longueur d'onde de  $1.6 \mu\text{m}$ . A cette longueur d'onde, plusieurs applications sont possibles notamment la surveillance environnementale ou la détection d'espèces chimiques ou biologiques.

Les différents paramètres de la structure définie sur la figure 2.1 sont calculés de la manière suivante pour un fonctionnement à  $\lambda = 1.6 \mu\text{m}$  et  $\theta = 15^\circ$ :

- l'empilement est optimisé pour avoir un antireflet. De part et d'autre du substrat de verre de  $350 \mu\text{m}$  d'épaisseur se trouve une couche de matériau haut indice,  $\text{Ta}_2\text{O}_5$ , d'indice optique  $n = 2.07$  et d'épaisseur  $e = 310.2 \text{ nm}$ . Cette couche est dite « couche guidante » car elle contient le mode guidé TE. Une couche de  $\text{SiO}_2$  d'indice  $n = 1.47$  et d'épaisseur  $e = 140.4 \text{ nm}$  se situe au dessus de la couche guidante. Le réseau est ensuite gravé dans la silice.
- la profondeur et la largeur des traits du réseau sont optimisées pour obtenir une largeur spectrale de l'ordre de  $0.1 \text{ nm}$ . Les valeurs obtenues sont  $h = 70 \text{ nm}$  et  $D = 300 \text{ nm}$  respectivement.
- la période et l'angle entre les réseaux sont déterminés en résolvant les équations de couplage (satisfaites pour les deux réseaux simultanément lorsque le plan d'incidence est porté par la bissectrice des directions de périodicité) et d'orthogonalité pour  $\lambda = 1.6 \mu\text{m}$  et  $\theta = 15^\circ$ . Les valeurs obtenues sont  $\Lambda = 838 \text{ nm}$  et  $\xi = -11^\circ$  respectivement.

### 2.2.2.1 Indépendance à la polarisation au point de fonctionnement

Nous avons calculé la réponse spectrale du filtre, dont les paramètres sont donnés ci-dessus, au point de fonctionnement optimum, c'est à dire pour  $\theta = 15^\circ$  et  $\Phi = 50.5^\circ$ . Tous les calculs ont été effectués à l'aide d'un code rigoureux, développé à l'Institut Fresnel, et basé sur la méthode modale de Fourier [9].

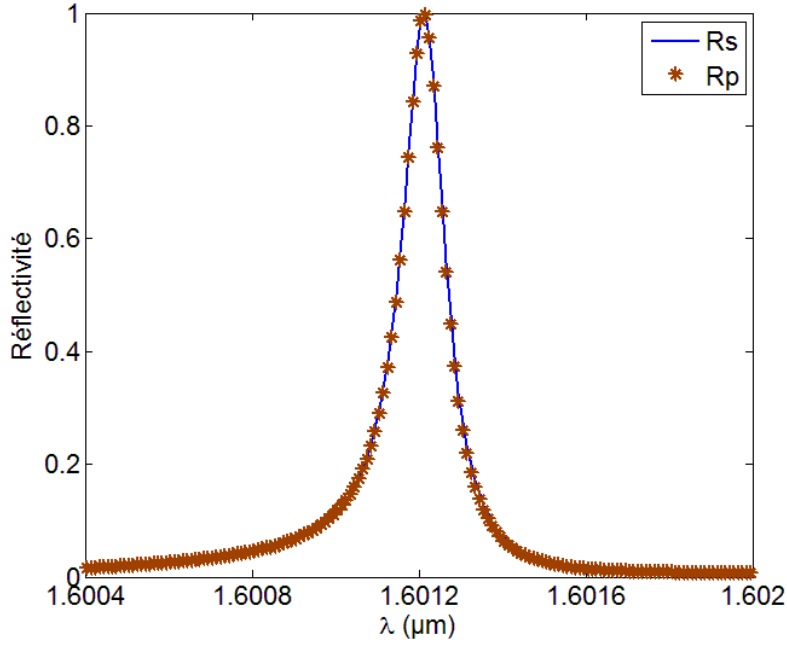


Figure 2.4 : Spectres de réflectivité pour les polarisations s ( $R_s$ ) et p ( $R_p$ ) (courbes superposées) pour  $\theta = 15^\circ$  et  $\Phi = 50.5^\circ$ .

Nous avons tracé sur la figure 2.4 les spectres de réflectivité en polarisation s (champ électrique perpendiculaire au plan d'incidence, courbe notée  $R_s$ , trait continu) et p (champ électrique contenu dans ce plan, courbe notée  $R_p$ , symbolisé par des étoiles). Les deux courbes  $R_s$  et  $R_p$  se superposent parfaitement : elles ont la même largeur spectrale et sont centrées à la même longueur d'onde de résonance c'est-à-dire en  $1.6012 \mu\text{m}$ . La largeur à mi-hauteur est de  $0.12 \text{ nm}$ , ce qui correspond à un facteur de qualité d'environ 13000. De plus, leurs réflectivités sont égales à 1 à la résonance. Il est important de noter, d'après ce qui a été vu dans le chapitre 1, que la superposition des courbes en polarisation s et p ne signifie pas nécessairement que la structure est indépendante de la polarisation sur toute la bande passante du filtre. Cela n'est vrai que si  $R_s$  et  $R_p$  sont égales à 100%.

Pour aller plus loin dans notre étude, il faut savoir comment se comporte la structure quelle que soit la polarisation incidente. Pour rappel, nous avons vu dans le chapitre 1 que la matrice  $\mathbf{R}^*\mathbf{R}$  est une matrice hermitienne et a deux valeurs propres réelles et positives  $L_{\mathbf{R}^*\mathbf{R}}^1$  et  $L_{\mathbf{R}^*\mathbf{R}}^2$ . Les vecteurs propres associés sont  $\mathbf{V}_{\mathbf{R}^*\mathbf{R}}^1$  et  $\mathbf{V}_{\mathbf{R}^*\mathbf{R}}^2$  et sont orthogonaux. Le coefficient de réflexion en énergie, correspondant à l'énergie diffractée dans le superstrat, s'exprime en fonction des valeurs et vecteurs propres :

$$|R|^2 = L_{\mathbf{R}^*\mathbf{R}}^1 \left| \langle \mathbf{I} | \mathbf{V}_{\mathbf{R}^*\mathbf{R}}^1 \rangle \right|^2 + L_{\mathbf{R}^*\mathbf{R}}^2 \left| \langle \mathbf{I} | \mathbf{V}_{\mathbf{R}^*\mathbf{R}}^2 \rangle \right|^2 \quad (2.8)$$

Les valeurs propres correspondent au minimum et au maximum de réflectivité lorsque la polarisation incidente décrit tous les états de polarisation possibles. La

valeur minimum est obtenue pour une polarisation donnée et la valeur maximum pour la polarisation orthogonale.

Sur la figure 2.5, nous avons tracé les valeurs propres  $L_{R^*R}^1$  (trait continu) et  $L_{R^*R}^2$  (courbe étoilée) en fonction de la longueur d'onde. On sait que quelle que soit la polarisation incidente, la réflectivité est comprise entre les valeurs des deux valeurs propres. Ici, les spectres des valeurs propres sont confondus, donc la structure est indépendante de la polarisation.

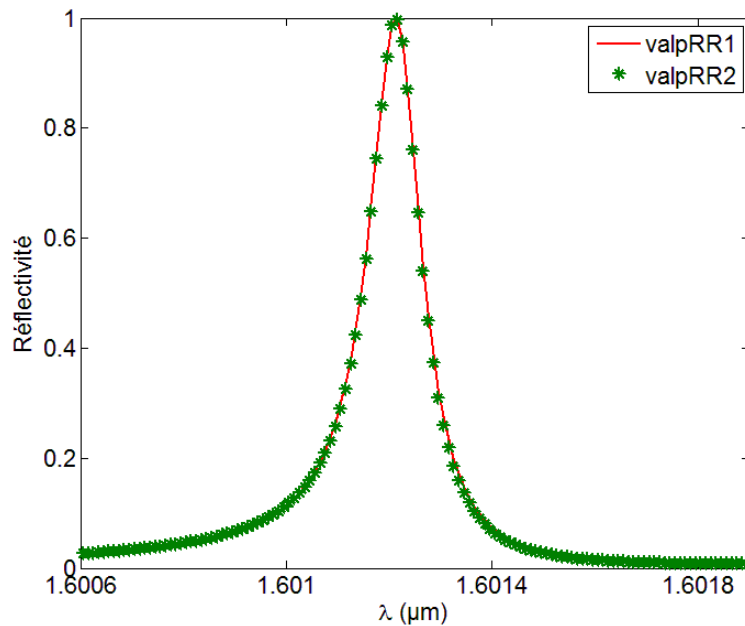


Figure 2.5 : Spectres des valeurs propres  $L_{R^*R}^1$  (courbe trait continu) et  $L_{R^*R}^2$  (courbe étoilée) pour  $\theta = 15^\circ$  et  $\Phi = 50.5^\circ$ .

### 2.2.2.2 Accordabilité autour du point de fonctionnement

Au point de fonctionnement, les modes sont dégénérés et orthogonaux, et la structure est donc indépendante de la polarisation. Lorsque l'on fait varier l'angle d'incidence et que l'on s'éloigne de  $\theta = 15^\circ$ , les modes restent quasiment dégénérés mais ne sont plus orthogonaux. Comment les spectres des valeurs propres se transforment-ils ? Notons que tous les calculs de cette section sont faits à partir des valeurs propres de la matrice  $\mathbf{R}^* \mathbf{R}$ .

La figure 2.6 montre la variation des longueurs d'onde de centrage des pics des deux valeurs propres sur une plage d'angle d'incidence entre  $1^\circ$  et  $30^\circ$ . Les deux pics restent centrés sur la même longueur d'onde (à moins de  $10^{-2}$  nm près). On obtient une accordabilité quasiment linéaire de  $8.5 \text{ nm}/^\circ$ .

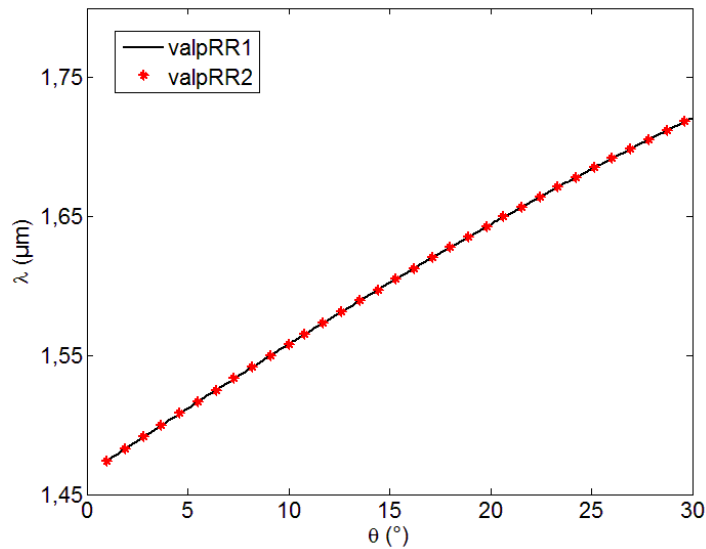


Figure 2.6 : Accordabilité de la longueur d'onde de résonance en fonction de l'angle d'incidence.

Nous nous intéressons à présent à l'évolution de la réflectivité à la résonance des différents états de polarisation en fonction de l'angle d'incidence. Nous avons représenté sur la figure 2.7 les valeurs atteintes à la résonance (longueur d'onde de centrage des pics des valeurs propres, donnée sur la figure 2.6) par les deux valeurs propres, la minimale (trait continu lisse) et la maximale (trait continu renforcé par des étoiles).

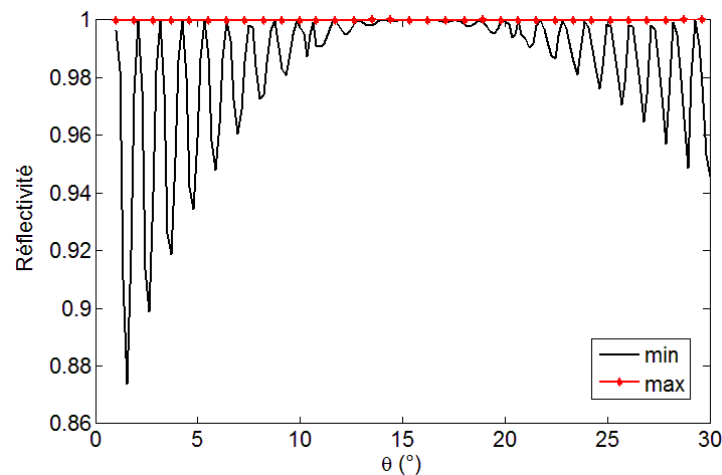


Figure 2.7 : Evolution du minimum (trait continu) et du maximum (trait étoilé) de la réflectivité à la résonance en fonction de l'angle d'incidence.

Au point de fonctionnement à  $\lambda = 1.6 \mu\text{m}$ ,  $\theta = 15^\circ$  et  $\Phi = 50.5^\circ$ , les deux valeurs propres valent 1. Cela signifie qu'en ce point, quelle que soit la polarisation de l'onde incidente, la structure sera indépendante de la polarisation. Mais en s'éloignant de  $\theta = 15^\circ$ , la valeur du minimum de réflectivité, obtenue pour une

certaine polarisation, n'est en général plus égale à 1 tandis que la valeur du maximum, obtenue pour la polarisation orthogonale, reste toujours égale à 1. Dans ce cas, les deux courbes de résonance se superposent mais leur intensité est différente et par conséquent, la structure n'est plus indépendante de la polarisation. Nous attribuons la variation lente du minimum de réflectivité au fait que les champs des modes sont de moins en moins orthogonaux.

Les oscillations que l'on observe sont dues à l'influence des modes de Fabry-Pérot présents dans le substrat. De manière approchée, on peut dire qu'un zéro de réflexion de Fabry-Pérot apparaît chaque fois que le rapport  $\frac{2n_3e_3}{\lambda} \cos(\theta_3)$  est entier [10], avec  $n_3$ ,  $e_3$  et  $\theta_3$  respectivement l'indice, l'épaisseur du substrat, et l'angle de propagation de l'onde incidente dans le substrat repéré par rapport à l'axe (Oz). Pour  $e_3 = 350 \mu\text{m}$ ,  $n_3 = 1.448$  et les longueurs d'onde données sur la figure 2.6, on obtient une période de l'ordre de  $1.2^\circ$  sur l'angle d'incidence  $\theta$  (dans le superstrat), qui correspond à celle observée sur la figure 2.7.

On retrouve également ces modes de Fabry-Pérot sur le spectre des valeurs propres. Par exemple, nous avons représenté sur la figure 2.8 le spectre des valeurs propres au point de fonctionnement de la structure, en échelle logarithmique sur un intervalle de longueur d'onde plus grand. On observe le pic de résonance centré en  $\lambda = 1.6012 \mu\text{m}$  et de part et d'autre de ce pic les zéros de réflexion dus aux modes de Fabry-Pérot symétriquement répartis. Dans ce cas la différence entre deux zéros de réflexion est de l'ordre de  $\frac{\lambda_{mc}^2}{2n_3e_3 \cos(\theta_3)}$ . On trouve ainsi que les zéros de réflexion sont positionnés à un intervalle de 2.5 nm.

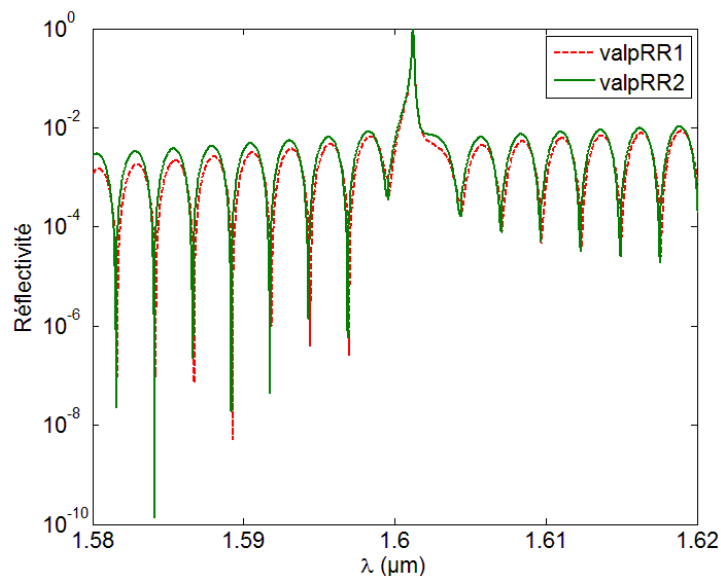


Figure 2.8 : Spectres des valeurs propres, tracé en échelle logarithmique, permettant d'observer les zéros de réflexion dus aux modes Fabry-Pérot.



Sur la figure 2.8, les modes sont séparés de 2.5 nm ce qui est en accord avec le calcul précédent.

Pour mieux comprendre l'évolution des intensités, considérons un angle d'incidence différent de l'angle d'incidence optimum du filtre, par exemple  $\theta = 3^\circ$ , tout en gardant  $\xi = -11^\circ$  et  $\Phi = 50.5^\circ$ .

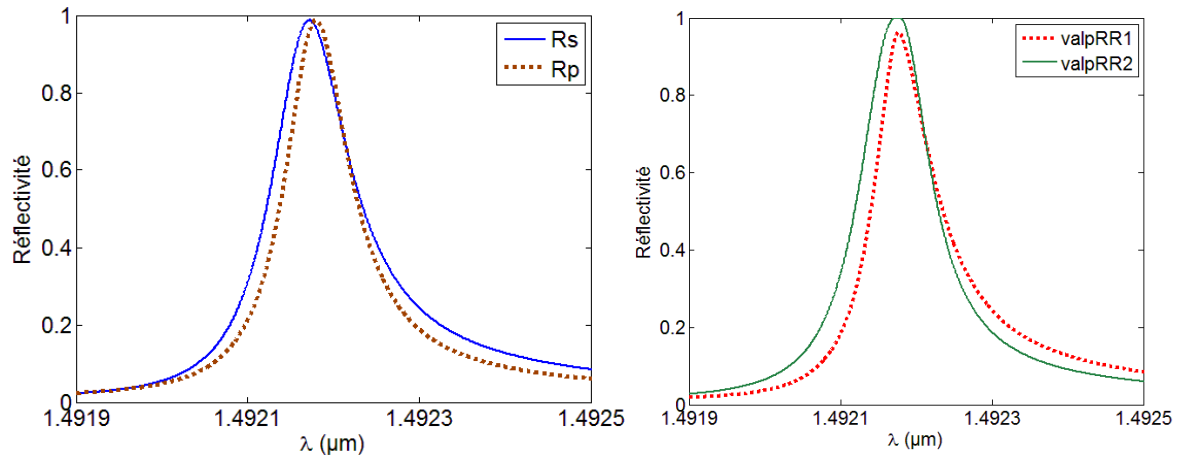


Figure 2.9 : Spectres de réflectivité  $R_s$  et  $R_p$  (gauche) et des valeurs propres (droite) pour  $\theta = 3^\circ$ ,  $\xi = -11^\circ$ ,  $\Phi = 50.5^\circ$ ,  $\Lambda = 838$  nm,  $D = 300$  nm et  $h = 70$  nm.

Sur la figure 2.9-gauche, nous traçons les spectres de réflectivité, pour une polarisation s et une polarisation p, en fonction de la longueur d'onde. Sur la figure de droite, nous traçons les deux valeurs propres de la matrice  $\mathbf{R}^*\mathbf{R}$  en fonction de la longueur d'onde.

Sur les deux figures, les spectres sont centrés en  $\lambda = 1.4922$   $\mu\text{m}$  au lieu de  $\lambda = 1.6012$   $\mu\text{m}$ . Cela est dû au fait que le changement de l'angle d'incidence modifie la position de la longueur d'onde de résonance.

Nous remarquons aussi que les spectres  $R_s$  et  $R_p$  n'ont pas tout à fait la même largeur spectrale. Les spectres des valeurs propres confirment cette tendance. Nous observons également qu'une valeur propre n'atteint plus 100%, ce qui se traduit sur les spectres  $R_s$  et  $R_p$  par un maximum de réflexion à la résonance très légèrement inférieur à 100%.

Un retour sur la figure 2.7 montre qu'il y a néanmoins conservation de l'indépendance à la polarisation, avec une réflectivité supérieure à 99% sur une plage allant de  $11^\circ$  à  $21^\circ$ , ce qui correspond à une plage de longueur d'onde de 90 nm environ.

La largeur spectrale est aussi relativement bien conservée sur cette plage de longueur d'onde comme nous pouvons le voir sur la figure 2.10, où les largeurs spectrales des pics de résonance des deux valeurs propres ont été représentées en fonction de l'angle d'incidence  $\theta$ . Par conséquent, le facteur de qualité est lui aussi

conservé. En dehors de cette zone de conservation de l'indépendance à la polarisation, les deux courbes se séparent, ce qui signifie que la largeur spectrale devient dépendante de la polarisation. Sur une gamme d'angles d'incidence centrée sur 15° et couvrant une dizaine de degrés, la différence entre les deux courbes traduit une variation de la largeur spectrale d'environ 0.02 nm. Les oscillations sont attribuées aux modes de Fabry-Pérot dans la structure.

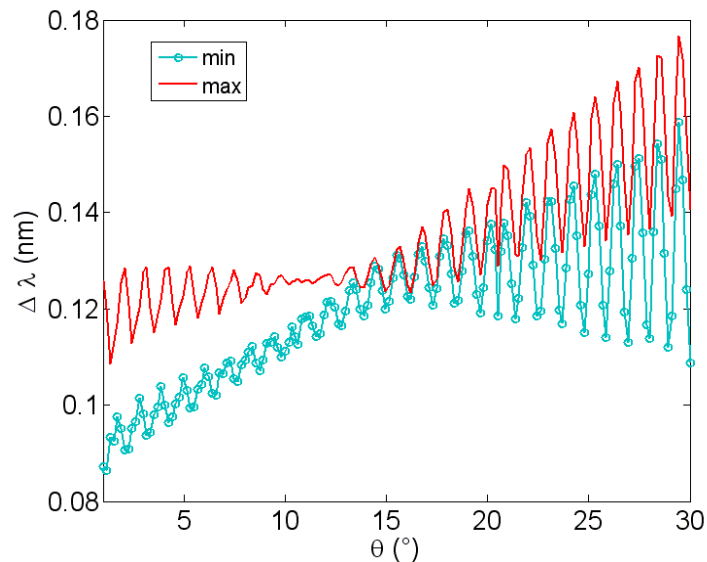


Figure 2.10 : Variation de la largeur spectrale en fonction de l'angle d'incidence pour le minimum et le maximum de réflectivité.

## 2.3 Mise en œuvre pratique

Nous avons vu, dans la partie précédente, le comportement de la structure lorsqu'on est au point de fonctionnement optimum et hors de ce point. Dans cette partie, nous allons étudier l'influence des différents paramètres d'incidence et de la structure sur l'indépendance à la polarisation. En effet, il est important de savoir quels sont les paramètres les plus sensibles et comment compenser les erreurs de fabrication pour conserver cette indépendance à la polarisation.

La structure utilisée pour les calculs est celle définie dans la figure 2.1. Les paramètres de cette structure ont été décrits dans la partie 2.1.2.

Nous étudions d'abord l'influence de la position du plan d'incidence repérée par  $\Phi$ , puis les conséquences d'une erreur portant sur l'angle  $\xi$  entre les réseaux, et enfin les conséquences d'une différence entre les deux demi-structures.

### 2.3.1 Influence de l'angle d'incidence azimutal, $\Phi$

La position du plan d'incidence est cruciale pour obtenir l'indépendance à la polarisation. En effet, comme on l'a vu dans la partie précédente 2.1.1.2 (b), dans le cas où les deux demi-structures sont identiques, il faut que le plan d'incidence soit le plan bissecteur des deux directions de périodicité des réseaux pour exciter deux modes à la même longueur d'onde et au même angle d'incidence. Si cette condition n'est pas respectée, cela signifie que les conditions de couplage pour les deux réseaux ne sont pas satisfaites simultanément pour la même longueur d'onde et le même angle d'incidence polaire. Le paramètre d'incidence  $\Phi$  joue un rôle important et il est donc nécessaire de le quantifier.

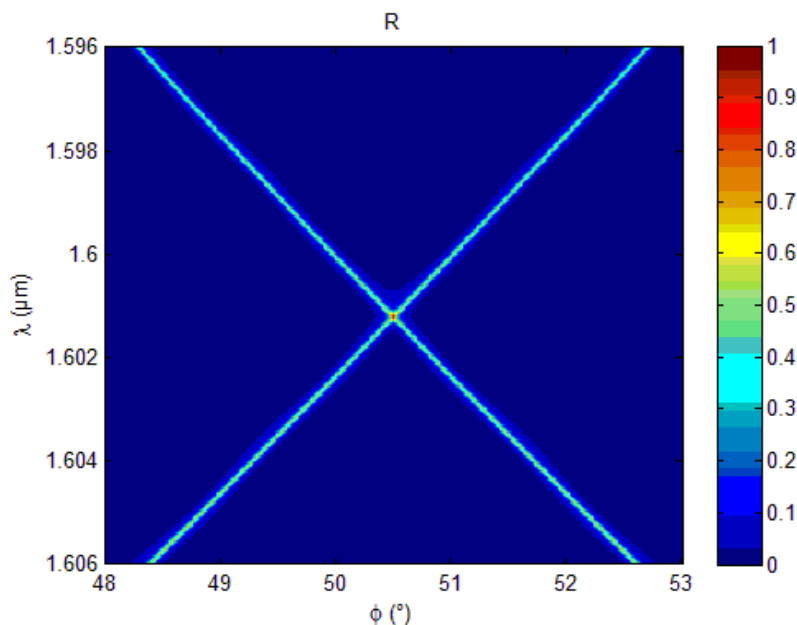


Figure 2.11 : Cartographie ( $\lambda$ ,  $\Phi$ ) de la réflectivité en fonction de la longueur d'onde et de l'angle azimutal calculée pour une onde incidente de polarisation s, et pour  $\theta=15^\circ$ .

Sur la figure 2.11 est tracée la réflectivité en fonction de la longueur d'onde et de l'angle azimutal, en polarisation s, pour un angle d'incidence de  $15^\circ$ . On observe deux branches qui se croisent en  $\Phi = 50.5^\circ$ , c'est-à-dire quand le plan d'incidence est le plan bissecteur des directions de périodicité. En ce point, les deux modes de la structure sont excités pour la même longueur d'onde dans des directions orthogonales. La réflectivité est égale à 100% et la structure est indépendante de la polarisation.

Lorsqu'on éclaire la structure hors du plan bissecteur, les deux modes de la structure résonnent à des longueurs d'onde différentes. On obtient deux pics séparés

dépendants de la polarisation, qui correspondent aux deux branches observées sur la cartographie de la figure 2.11.

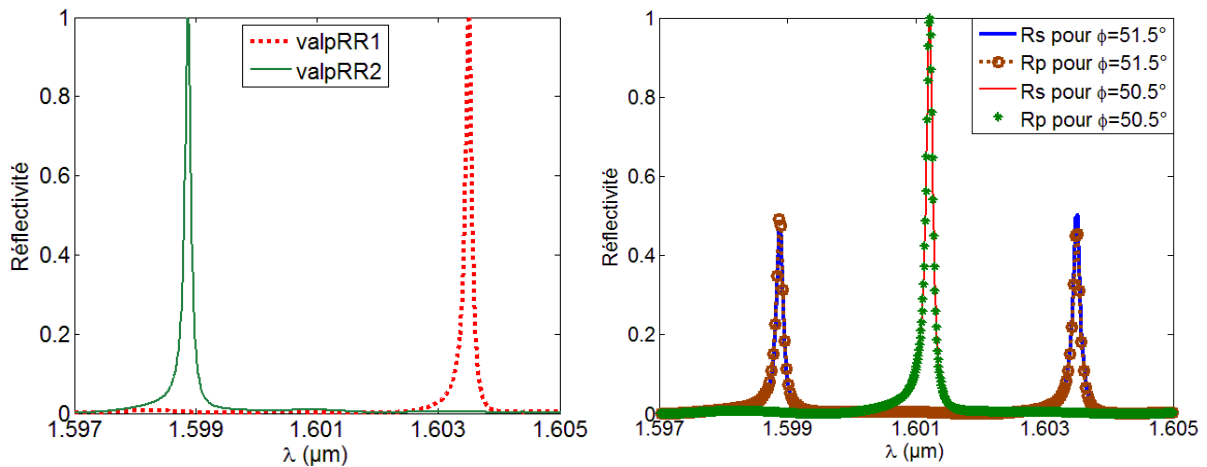


Figure 2.12 : Spectres des valeurs propres de la matrice  $R^*R$  hors du point de fonctionnement,  $\Phi = 51.5^\circ$ ,  $\theta = 15^\circ$  et  $\lambda = 1.6 \mu\text{m}$  (gauche) et superposition des spectres de réflectivité des polarisations s et p (droite) hors et au point de fonctionnement en fonction de la longueur d'onde

Pour confirmer ceci nous avons calculé la réponse spectrale de la structure (valeurs propres et  $R_s$  et  $R_p$ ) pour une position particulière du plan d'incidence,  $\Phi = 51.5^\circ$ .

La figure 2.12-gauche représente les spectres des valeurs propres de la matrice  $R^*R$ . On observe deux pics séparés, l'un centré à  $1.599 \mu\text{m}$  (trait continu) et l'autre centré à environ  $1.603 \mu\text{m}$  (trait discontinu). Cela signifie que les deux modes sont excités à des longueurs d'onde différentes. Pour chaque pic, une valeur propre atteint la valeur 1 tandis que l'autre reste à une valeur très faible. D'après l'équation (2.8), cela signifie que 100% de réflexion sera obtenu pour une polarisation, et une réflexion très faible (correspondant à celle de l'antireflet) sera obtenue pour la polarisation orthogonale. Les deux pics sont donc dépendants de la polarisation.

Sur la figure 2.12-droite sont représentés les spectres de réflectivité des polarisations s et p en fonction de la longueur d'onde. Dans le cas où  $\Phi = 51.5^\circ$ , on retrouve les deux pics séparés dépendants de la polarisation et correspondant à l'excitation des deux modes. Leur réflectivité en polarisation s et p est d'environ 50%. Nous avons ici un exemple pour lequel les spectres en polarisation s et p sont confondus, alors que le fonctionnement dépend de la polarisation.

Pour visualiser l'impact d'une variation sur le positionnement du plan d'incidence, les spectres de réflectivité  $R_s$  et  $R_p$  pour  $\Phi = 50.5^\circ$  ont été tracés sur la même figure. Nous voyons que pour une variation du plan d'incidence de  $1^\circ$ , les pics se séparent d'environ  $4.6 \text{ nm}$ . Il est donc crucial de se positionner sur le plan bissecteur pour obtenir la propriété d'indépendance à la polarisation.

## 2.3.2 Influence de l'angle entre les réseaux, $\xi$

Le paramètre  $\xi$  permet de déterminer l'angle d'incidence de sorte à avoir des champs orthogonaux. Si  $\xi$  varie, alors l'indépendance à la polarisation sera obtenue pour un autre angle d'incidence et une autre longueur d'onde. Pour cette étude, nous nous plaçons dans le cas où les deux demi-structures sont identiques.

Nous avons tracé sur la figure 2.13 les spectres de réflectivité des polarisations s et p dans deux cas : pour  $\xi = -11^\circ$  et  $\xi = -16^\circ$ , tout en conservant  $\theta = 15^\circ$  et  $\Phi = 50.5^\circ$ . Pour le cas  $\xi = -11^\circ$ , le pic est indépendant de la polarisation, comme vu précédemment. Pour le cas  $\xi = -16^\circ$  deux pics bien distincts apparaissent séparés d'environ 10 nm. En effet, dans ce cas, le plan d'incidence  $\Phi = 50.5^\circ$  n'est plus le plan bissecteur des deux directions de périodicité et donc les équations de couplage ne sont pas satisfaites simultanément.

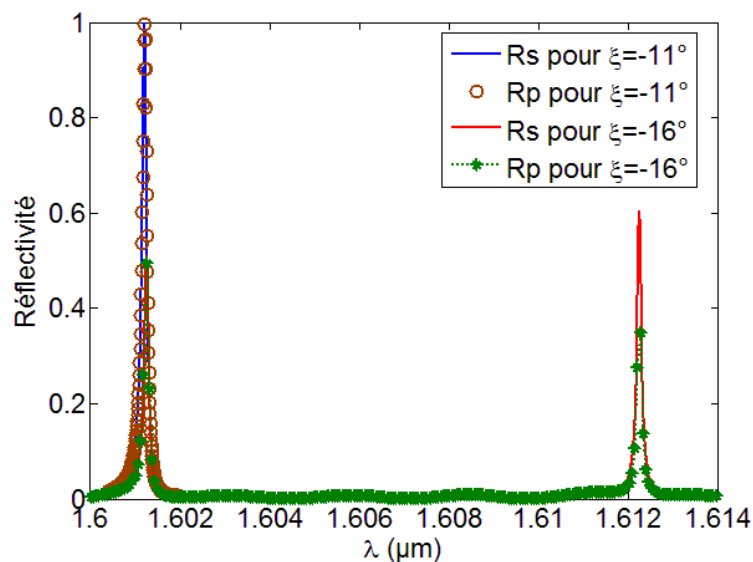


Figure 2.13 : Spectres de réflectivité pour la polarisation s et p dans le cas où  $\xi = -11^\circ$  et dans le cas où  $\xi = -16^\circ$  (pour les deux cas :  $\theta = 15^\circ$  et  $\Phi = 50.5^\circ$ ).

Pour satisfaire les équations de couplage simultanément, il faut éclairer la structure selon le plan bissecteur, c'est-à-dire à  $\Phi = 53^\circ$  pour  $\xi = -16^\circ$ . Les conditions d'incidence changent et, par conséquent, le point de fonctionnement optimum de la structure change.

En gardant  $\theta = 15^\circ$  pour  $\Phi = 53^\circ$  et  $\xi = -16^\circ$ , on trace les spectres  $R_s$  et  $R_p$  et les spectres des valeurs propres en fonction de la longueur d'onde. On observe dans les deux cas que les pics sont centrés en  $\lambda = 1.6069 \mu\text{m}$  (figure 2.14). Une des valeurs propres atteint 100% tandis que l'autre atteint 99%, ce qui signifie que l'indépendance à la polarisation est quasiment conservée pour un autre point de fonctionnement du filtre.

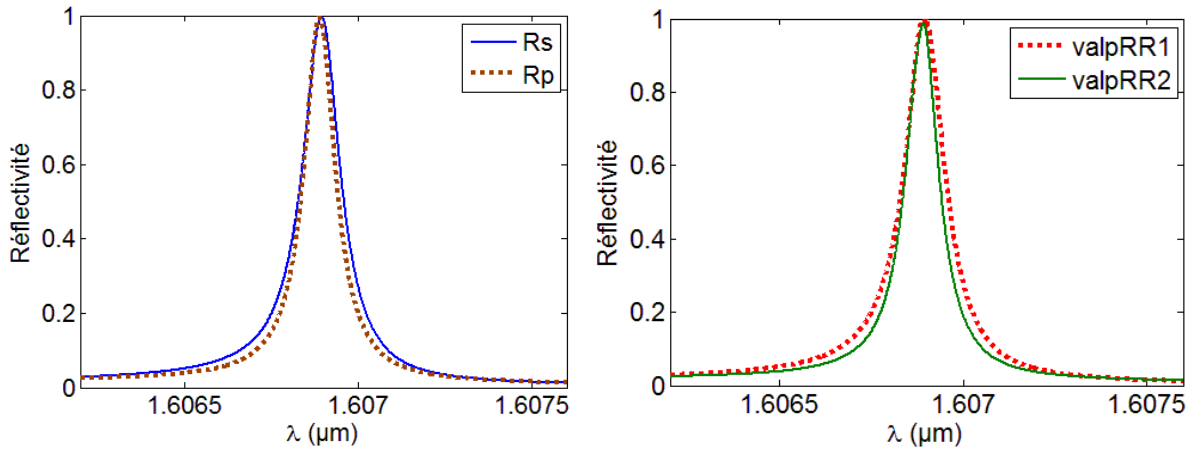


Figure 2.14 : Spectres de réflectivité en polarisation s ( $R_s$ ) et en polarisation p ( $R_p$ ) (gauche) et spectres des valeurs propres (droite) pour  $\xi = -16^\circ$ ,  $\Phi = 53^\circ$  et  $\theta = 15^\circ$ .

En traçant la carte de  $R(\lambda, \theta)$ , on peut déterminer l'angle d'incidence correspondant à  $\lambda = 1.6 \mu\text{m}$ , longueur d'onde visée dans cette étude (figure 2.15).

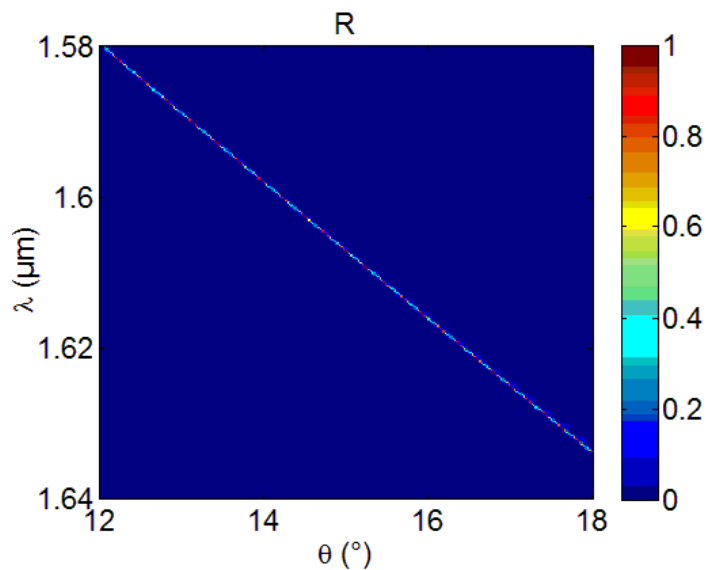


Figure 2.15 : Carte de la réflectivité en fonction de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence polaire  $\theta$ , pour  $\xi = -16^\circ$  et  $\Phi = 53^\circ$ , en polarisation s.

Pour obtenir la longueur d'onde de résonance à  $\lambda = 1.6 \mu\text{m}$ , il faut éclairer la structure avec un angle d'incidence de  $14.38^\circ$ . Pour  $\Phi = 53^\circ$  et  $\xi = -16^\circ$ , on trace les valeurs propres en fonction de la longueur d'onde (figure 2.16). On observe que les valeurs propres résonnent pour la même longueur d'onde de  $1.60127 \mu\text{m}$ . Une valeur propre atteint 100% tandis que l'autre atteint 98.7%. La propriété d'indépendance à la polarisation est donc quasiment conservée, à condition de changer d'angle d'incidence et de position du plan d'incidence.

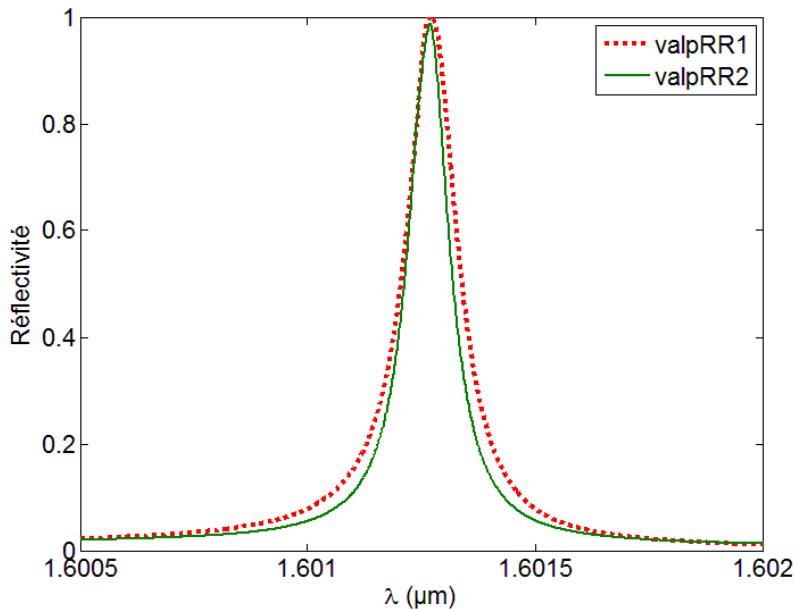


Figure 2.16 : Spectres de réflectivité en polarisation s et p pour  $\xi = -16^\circ$ ,  $\Phi = 53^\circ$  correspondant à  $\theta = 14.38^\circ$  et  $\lambda = 1.60127 \mu\text{m}$ .

On pourrait aussi retrouver l'angle  $\theta$  et la longueur d'onde  $\lambda$  pour lesquels l'indépendance à la polarisation stricte est obtenue (champs des modes orthogonaux), en représentant la valeur propre la plus petite, donnant le minimum de réflectivité lorsque la polarisation incidente varie, en fonction de  $\lambda$  et  $\theta$ . Cette valeur propre doit atteindre 100% pour un  $\theta$  et un  $\lambda$  correspondant au point de fonctionnement optimum de cette nouvelle structure.

Ainsi, une modification de l'angle  $\xi$  entre les réseaux engendre seulement une modification du point de fonctionnement de la structure sans dégrader l'indépendance à la polarisation, à condition de toujours éclairer cette structure dans le plan bissecteur des directions de périodicité.

### 2.3.3 Modification d'une demi-structure par rapport à l'autre

On ne s'intéresse ici qu'à la modification d'une des demi-structures par rapport à l'autre. Une modification identique des deux demi-structures ne joue pas sur la propriété d'indépendance à la polarisation (qui se retrouve à une autre incidence et une autre longueur d'onde) à condition de toujours éclairer la structure dans le plan bissecteur de ses deux directions de périodicité.

Lorsque les deux demi-structures sont différentes, les conditions de couplages des deux modes ne sont plus satisfaites simultanément pour  $\phi = \frac{\pi}{4} - \frac{\xi}{2}$  (correspondant au plan bissecteur) quel que soit l'angle d'incidence polaire  $\theta$ , mais pour une autre position du plan d'incidence, qui dépend de  $\theta$ , d'après l'étude du paragraphe 2.2.1.

La condition de couplage fait intervenir la période du réseau  $\Lambda$  ainsi que l'indice effectif du mode,  $n_{\text{eff}}$ . L'indice effectif dépend de la largeur  $D$  des tranchées, de leur profondeur  $h$  et de l'empilement caractérisé par l'indice et l'épaisseur des différentes couches. Tous les paramètres de la structure (hormis l'angle entre les réseaux  $\xi$ ) interviennent donc dans les conditions de couplage.

Des exemples numériques de l'influence de ces paramètres sont donnés dans la partie suivante. Tous les calculs ont été réalisés avec les conditions d'incidence suivantes, sauf dans les cas où les paramètres seront spécifiés :  $\theta = 15^\circ$ ,  $\xi = -11^\circ$ ,  $\phi = 50.5^\circ$ .

### **2.3.3.1 Modification de l'indice effectif, $n_{\text{eff}}$**

Lors de la fabrication des filtres, l'indice effectif peut être modifié par une erreur sur l'épaisseur des couches, leur indice ou les paramètres du réseau, c'est-à-dire la largeur  $D$  et la profondeur  $h$  des tranchées. Nous nous concentrons uniquement sur les deux derniers paramètres. En effet, nous verrons dans le chapitre 3 qu'il existe des procédures et des techniques de dépôt de couches permettant de limiter considérablement les différences éventuelles sur les indices et les épaisseurs des matériaux constituant les deux demi-structures.

#### **a) Modification de la largeur des tranchées, $D$**

Nous avons tracé le comportement des réflectivités en fonction de la longueur d'onde dans le cas où la largeur des tranchées des deux réseaux diffère (figure 2.17). La période des deux réseaux étant constante, cela signifie que le facteur de remplissage entre les deux réseaux diffère aussi. Pour le réseau supérieur,  $D = 300$  nm, par contre, pour le réseau inférieur  $D = 330$  nm.



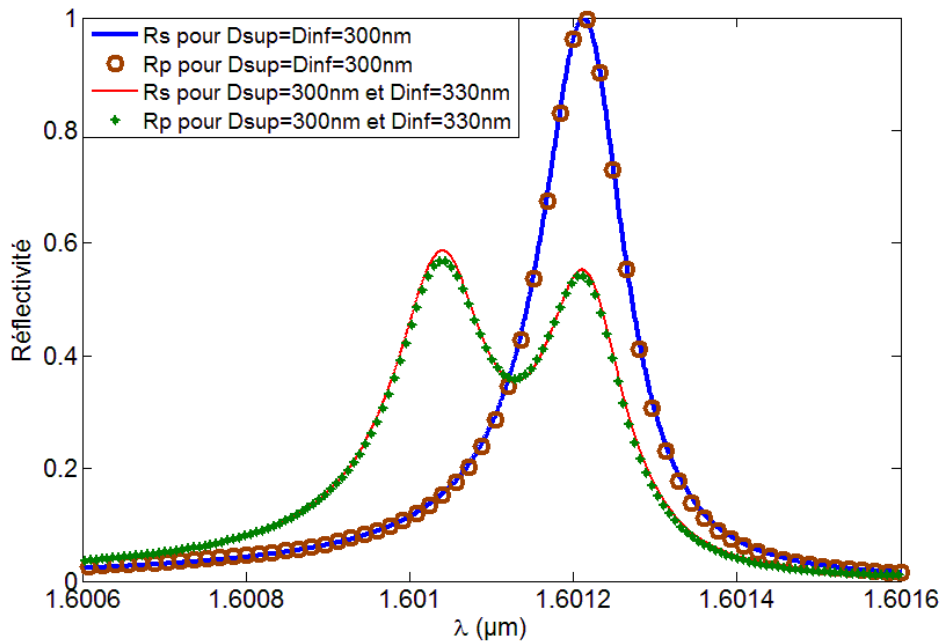


Figure 2.17 : Spectres de réflectivité pour la polarisation s et p, dans le cas où la largeur des tranchées des deux réseaux est identique, et dans le cas où elle diffère de 30 nm.

Sur la figure 2.17, les spectres  $R_s$  (trait continu) et  $R_p$  (trait symbolisé par des cercles) sont superposés lorsque les deux réseaux ont la même largeur de tranchée. Les deux pics ont une réflectivité maximale de 100%, ce qui traduit une indépendance à la polarisation. Mais lorsque les largeurs des tranchées diffèrent, les pics se séparent en deux pics dépendants de la polarisation.

Néanmoins, cette erreur sur le facteur de remplissage des lignes peut être compensée en modifiant la position du plan d'incidence,  $\Phi$ . Une cartographie de la réflectivité en fonction de la longueur d'onde et l'angle azimutal a été calculée, pour la polarisation s, avec les valeurs de D définies précédemment (figure 2.18-gauche).

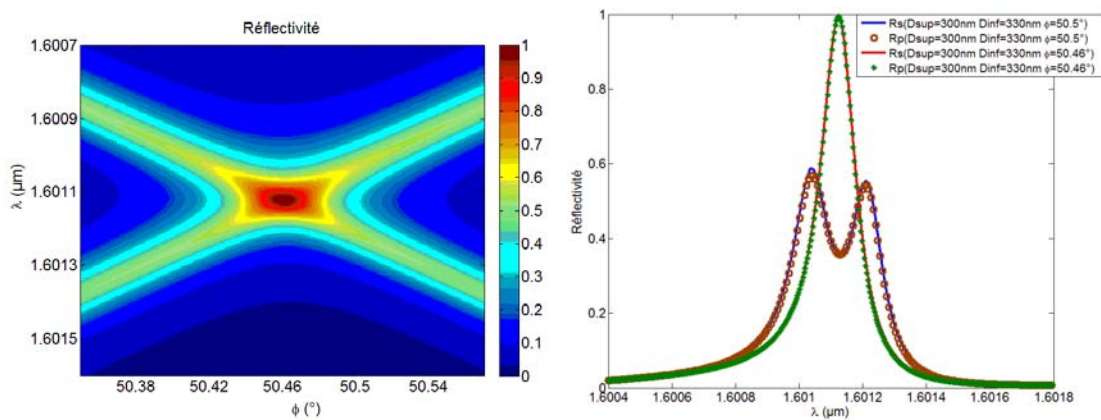


Figure 2.18 : Carte de la réflectivité (gauche) en polarisation s en fonction de la longueur d'onde et de l'angle azimutal pour des réseaux avec des D différents ( $D_{\text{sup}} = 300 \text{ nm}$  et  $D_{\text{inf}} = 330 \text{ nm}$ ).

Spectres de réflectivité  $R_s$  et  $R_p$  (droite) dans le cas où l'incidence se fait selon la bissectrice ( $\Phi = 50.5^\circ$ ) et dans le cas où on compense les erreurs en prenant  $\Phi = 50.46^\circ$ .

Sur la carte de réflectivité, on observe deux branches, représentant les relations de dispersions des deux modes, qui se croisent en  $\Phi = 50.46^\circ$ . C'est en ce point que la réflectivité est maximum. Pour une meilleure compréhension de la carte  $R(\lambda, \Phi)$ , sur la figure 2.18 de droite, on a tracé les spectres de réflectivité en polarisation s et p pour  $\Phi = 50.46^\circ$  lorsque la largeur des tranchées diffère. Nous remarquons que les spectres  $R_s$  (trait continu épais) et  $R_p$  (symbolisé par des étoiles) se superposent pour  $\lambda = 1.601 \mu\text{m}$ . On retrouve un seul pic, identique pour les polarisations s et p. La réflectivité est de 100% et on a bien l'indépendance à la polarisation.

Ainsi une modification de la largeur des tranchées d'un des réseaux par rapport à l'autre peut être compensée en jouant sur la position du plan d'incidence. Pour une variation de 30 nm de la largeur des tranchées, on peut obtenir à nouveau l'indépendance à la polarisation pour une variation de  $0.04^\circ$  du plan d'incidence. Il est à noter cependant que lorsque  $\theta$  varie,  $\Phi$  (direction du plan d'incidence) doit aussi varier, ce qui n'est *a priori* pas pratique expérimentalement.

## **b) Modification de la profondeur des tranchées, h**

L'influence de la profondeur des tranchées des réseaux sur la conservation de l'indépendance à la polarisation est montrée dans la figure 2.19 où nous avons tracé les spectres de réflectivité en polarisation s et p pour deux cas différents. Dans le cas où les deux réseaux sont strictement identiques, nous avons les spectres  $R_s$  (trait continu) et  $R_p$  (trait pointillé symbolisé par des cercles) qui se superposent à  $\lambda = 1.6 \mu\text{m}$ . Mais lorsqu'on rajoute une différence de 10 nm entre la profondeur des deux réseaux, les spectres  $R_s$  (trait continu) et  $R_p$  (trait continu symbolisé par des étoiles) se scindent en deux pics distincts avec des intensités différentes. Cela signifie que chaque réseau excite un mode à une longueur d'onde différente et, par conséquent, on observe deux pics dépendants de la polarisation.

Pour une différence de 10 nm entre la profondeur des deux réseaux, on observe une séparation de pics d'environ 0.3 nm.

Il est à noter que la profondeur  $h$  des réseaux intervient dans l'indice effectif du mode guidé et donc dans la condition de couplage d'un mode, au même titre que la largeur  $D$  des tranchées. Une erreur sur  $h$  pourra donc être compensée en jouant sur la position de plan d'incidence, de la même manière que nous l'avons montré pour une erreur sur  $D$ .

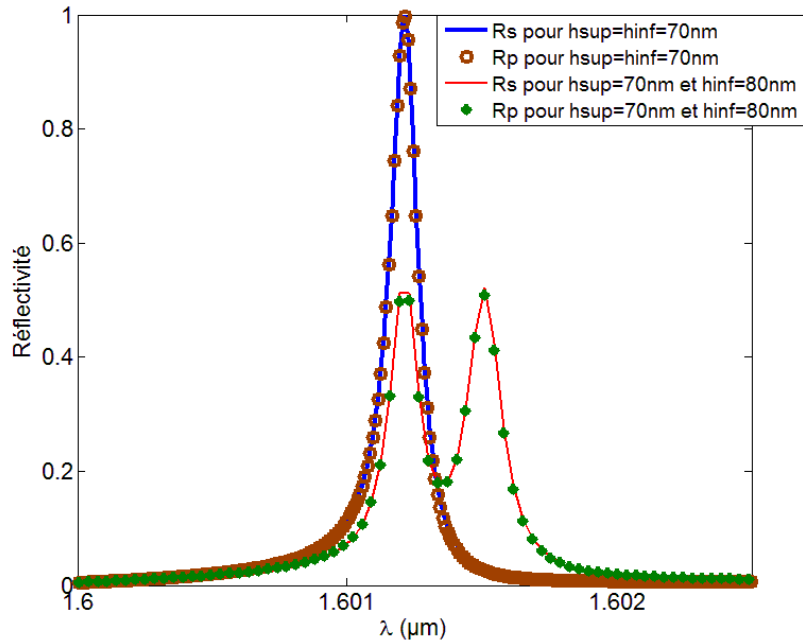


Figure 2.19 : Spectres de réflectivité pour la polarisation s et p, dans le cas où la profondeur des tranchées des deux réseaux est identique, et dans le cas où la profondeur diffère de 10 nm.

### 2.3.3.2 Modification de la période d'un réseau, $\Lambda$

Pour étudier l'influence de ce paramètre, nous avons modifié la période d'un réseau par rapport à l'autre mais de sorte à ce que le facteur de remplissage soit le même pour les deux réseaux. Pour le réseau supérieur, les paramètres sont  $\Lambda = 838$  nm et  $D = 300$  nm et pour le réseau inférieur,  $\Lambda = 848$  nm et  $D = 304$  nm. Le facteur de remplissage est ainsi de 0.358 pour les deux réseaux.

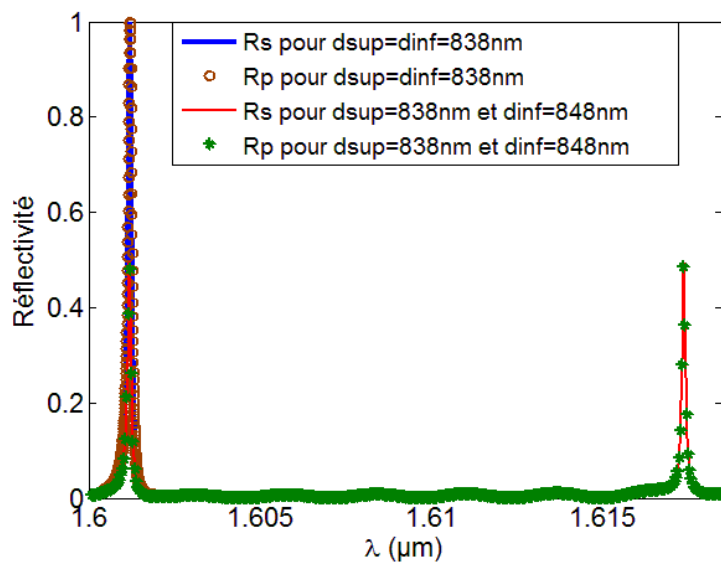


Figure 2.20 : Spectres de réflectivité pour la polarisation s et p, dans le cas où la période des deux réseaux est identique, et dans le cas où elle diffère de 10 nm.

Sur la figure 2.20, nous avons tracé les spectres en polarisation s et p lorsque les réseaux sont identiques (trait continu épais et trait symbolisé par des cercles) et lorsque leur période diffère de 10 nm (trait continu et trait symbolisé par des étoiles). On observe, pour des réseaux identiques un pic indépendant de la polarisation, qui se sépare en deux pics dépendants de la polarisation lorsque les réseaux sont différents. Ces deux pics sont séparés de 16.2 nm pour une différence des périodes de 10 nm.

Il est à noter que, ici encore, la période intervient dans la condition de couplage d'un mode au même titre que l'indice effectif, donc au même titre que la largeur ou la profondeur des tranchées du réseau. C'est pourquoi, une erreur sur la période pourra être compensée, elle aussi, en jouant sur la position du plan d'incidence.

### 2.3.4 Conclusion sur l'influence des conditions d'incidence et des paramètres de la structure

En résumé, et en vue de la réalisation pratique de filtres à réseaux résonnants, nous venons d'étudier l'influence des variations de divers paramètres géométriques des structures diffractantes, et des conditions d'incidence, sur la conservation de l'indépendance à la polarisation. Les principaux résultats obtenus sont rappelés dans le tableau I.

Paramètres	Tolérances	Séparation des pics induits
Angle azimutal, $\Phi$	1°	4.6 nm
Angle entre les réseaux, $\xi$	5°	10.8 nm
Profondeur des tranchées, h	10 nm	0.3 nm
Largeur des tranchées, D	30 nm	0.17 nm
Période du réseau, $\Lambda$	10 nm	16.2 nm

Tableau I : Récapitulatif de l'influence des paramètres de la structure et des conditions d'incidence sur l'indépendance à la polarisation, en induisant une séparation des pics de résonances.

Le récapitulatif de l'influence des différents paramètres intervenant pour l'obtention de l'indépendance à la polarisation montre que la différence de période des deux réseaux est le paramètre qui joue le plus sur la simultanéité des conditions de couplage et, donc, sur la propriété d'indépendance à la polarisation. Même s'il est

possible de retrouver cette indépendance à la polarisation en jouant sur la direction du plan d'incidence, il est tout de même souhaitable que la période soit identique pour les deux réseaux. Nous veillerons donc à respecter prioritairement cette condition lors des étapes technologiques de fabrication des filtres.

## 2.4 Conclusion

La propriété d'indépendance à la polarisation est essentielle pour des applications de filtrage en espace libre dans le cas où la lumière incidente n'est pas polarisée ou de polarisation inconnue. Dans ce chapitre, nous avons décrit une nouvelle structure permettant d'obtenir cette indépendance à la polarisation sous incidence oblique variable. Son principe de fonctionnement est basé sur une approche différente de celle qui a été proposée dans la littérature et qui repose essentiellement sur un réseau de diffraction bidimensionnel (2D). En effet, la structure présentée ici est composée de deux réseaux résonnants unidimensionnels (1D) identiques situés de part et d'autre d'un même substrat, et dont on contrôle l'orientation relative des périodicités. Nous avons montré que la propriété d'indépendance à la polarisation peut être obtenue avec une telle structure à condition de l'éclairer dans le plan bissecteur des directions de périodicité des deux réseaux. En outre, notre étude a permis de mettre en évidence une accordabilité en longueur d'onde au moyen de l'angle d'incidence, de  $8.5 \text{ nm}/^\circ$ , et une conservation de l'indépendance à la polarisation sur une plage spectrale de 90 nm environ. En comparaison, la structure proposée par Mizutani *et al.* (cf chapitre 1) montrait une indépendance stricte à la polarisation au point de fonctionnement, c'est-à-dire pour une incidence précise mais, en dehors de ce point, l'indépendance à la polarisation se perdait.

Nous avons ensuite étudié l'influence des paramètres des réseaux sur la propriété d'indépendance à la polarisation, et nous en avons déduit les tolérances à prendre en compte pour la réalisation d'une telle structure. Il s'avère que la période des réseaux est le paramètre le plus crucial à contrôler car une variation de 10 nm d'une des périodes par rapport à l'autre engendre une séparation de pics de 16.2 nm, ce qui signifie une perte de l'indépendance à la polarisation. Toutefois, avec des procédés actuels de nanotechnologie, ce type d'erreurs de fabrication peut généralement être maîtrisé comme nous le verrons dans le chapitre suivant. Nous avons montré, en outre, qu'une différence éventuelle entre les deux demi-structures pouvait être compensée en jouant sur la position  $\Phi$  du plan d'incidence et en réajustant l'angle d'incidence  $\theta$ . Ce procédé de compensation peut être délicat à mettre en œuvre expérimentalement mais, en fonction des erreurs observées, une étude spécifique pourra être menée pour savoir si la prise en compte d'une variation linéaire (ou nulle) de  $\Phi$  en fonction de  $\theta$  ne permet pas de conserver de bonnes

performances d'indépendance à la polarisation sur la plage d'accordabilité recherchée.

Enfin, au niveau de la fabrication du filtre, la structure à double réseau 1D croisé offre d'importants avantages par rapport à celle à réseau 2D conventionnel. En effet, par nature, les réseaux 1D présentent moins de paramètres géométriques à contrôler que les réseaux 2D, ils sont donc généralement plus faciles à réaliser et peuvent être uniformes sur de plus grandes surfaces, ce qui intéresse particulièrement les applications aux grandes longueurs d'onde. De plus, dans le cadre de la géométrie que nous venons de proposer, il existe des techniques permettant de fabriquer de façon quasiment identique les deux demi-structures composant le filtre, ce qui est très favorable à l'obtention des performances recherchées.

Dans le chapitre suivant, nous nous intéressons à la fabrication d'une structure à double réseau résonnant 1D croisé pour une application d'analyse de gaz à la longueur d'onde spécifique de  $1.57 \mu\text{m}$ .

# Références

- [1] G. Niederer, W. Nakagawa, H. Herzig and H. Thiele. Design and characterization of a tunable polarization-independent resonant grating filter. *Optics Express*, 13:2196–2200, 2005.
- [2] O. Boyko, F. Lemarchand, A. Talneau, A.-L. Fehrembach and A. Sentenac. Experimental demonstration of ultrasharp unpolarized filtering by resonant gratings at oblique incidence. *Journal of the Optical Society of America, A*, 26:676–679, 2009.
- [3] A. Mizutani, H. Kikuta, K. Nakajima and K. Iwata. Nonpolarizing guided-mode resonant grating filter for oblique incidence. *Journal of the Optical Society of America, A*, 18:1261–1266, 2001.
- [4] A.-L. Fehrembach and A. Sentenac. Unpolarized narrow-band filtering with resonant gratings. *Applied Physics Letters*, 86:121105, 2005.
- [5] T. Clausnitzer, A. V. Tishchenko, E.-B. Kley, H.-J. Funchs, D. Shelle, O. Parriaux and U. Kroll. Narrowband, polarization-independent free-space wave notch filter. *Journal of the Optical Society of America, A*, 22:2799–2803, 2005.
- [6] A.-L. Fehrembach and A. Sentenac. Study of waveguide grating eigenmodes for unpolarized filtering applications. *Journal of the Optical Society of America, A*, 20:481–488, 2003.
- [7] S. Hernandez, O. Gauthier-Lafaye, A.-L. Fehrembach, S. Bonnefont, P. Arguel, F. Lozes-Dupuy and A. Sentenac. High performance bi-dimensional resonant grating filter at 850nm under high oblique incidence of 60°. *Applied Physics Letters*, 92:31112, 2008.
- [8] A.-L. Fehrembach, K. Chan Shin Yu, A. Monmayrant, P. Arguel, A. Sentenac and O. Gauthier-Lafaye. Tunable, polarization independent, narrow-band filtering with one-dimensional crossed resonant gratings. *Optics Letters*, 36:1662–1664, 2011.
- [9] L. Li. New formulation of the fourier modal method for crossed surface-relief gratings. *Journal of the Optical Society of America, A*, 14:2758–2767, 1997.
- [10] P. Yeh. *Optical waves in layered media*. Wiley Interscience, 1988.

# Chapitre 3

## Etude d'un filtre à double réseau résonnant 1D croisé fonctionnant à $1.57 \mu\text{m}$

### 3.1 Introduction

La spectroscopie dans le domaine du proche infrarouge suscite un grand intérêt pour de nombreuses applications en chimie, biologie, pharmacie, agroalimentaire,... Dans le cadre de ces applications, on recherche des dispositifs devant présenter des performances toujours plus pointues, notamment en termes de largeur spectrale, d'accordabilité en longueur d'onde, ou d'indépendance à la polarisation. Ainsi, afin de répondre à une demande croissante de filtres spectraux performants pour la surveillance environnementale depuis l'espace, nous avons orienté notre étude vers la conception et la réalisation d'un filtre à réseaux résonnants dédié à la détection spectroscopique du dioxyde de carbone présent dans l'atmosphère. La plupart des raies d'absorption de ce deuxième gaz à effet de serre se situent dans le domaine du proche infrarouge et l'une d'elles, particulièrement importante, correspond à la longueur d'onde de  $1.57 \mu\text{m}$ . Cette longueur d'onde, bien connue pour ses applications en télécommunications sur fibre optique, a donné lieu à de nombreux travaux portant notamment sur des sources laser ou des dispositifs en optique guidée. Cependant, pour des applications optiques en espace libre et en incidence oblique telles que celles que nous visons ici, peu de dispositifs ont été étudiés. Dans ce cadre, nous allons nous appuyer sur les résultats des chapitres précédents pour proposer un filtre à deux réseaux résonnants 1D croisés dont les performances recherchées seront les suivantes :



- fonctionnement en réflexion sous incidence oblique de  $7^\circ$
- longueur d'onde de centrage à  $1.57 \mu\text{m}$
- réflectivité de 100% à la résonance
- largeur spectrale inférieure à  $0.1 \text{ nm}$
- indépendance à la polarisation
- accordabilité de la longueur d'onde de résonance sur quelques dizaines de nanomètres
- rapport signal sur bruit d'environ 100 sur une gamme spectrale de  $20 \text{ nm}$  centrée sur la longueur d'onde de résonance.

Ce chapitre va donc traiter de la conception, de la réalisation et de la caractérisation du filtre visé. Dans un premier temps, un état de l'art sur les réseaux résonnants fonctionnant dans le domaine du proche infrarouge va être présenté. Ensuite, une étude théorique portant sur le choix des matériaux et la conception de la structure complète à double réseau de diffraction 1D croisé sera décrite, ainsi que les résultats théoriques obtenus par simulation. Dans une troisième partie, nous détaillerons les différentes étapes technologiques nécessaires à la fabrication du filtre visé. Enfin, nous procéderons à la description du banc de caractérisation mis en œuvre pour déterminer les performances des filtres projetés.

## 3.2 Etat de l'art

Un besoin pour du filtrage ultra-sélectif est apparu dans les années 1990, notamment pour du multiplexage en longueur d'onde pour les télécommunications optiques. Les réseaux résonnants ont donc été proposés pour répondre à ce besoin. Plusieurs études, dont la plupart concerne l'incidence normale, ont été réalisées dans la fenêtre spectrale des télécommunications qui est comprise entre  $1.520 \mu\text{m}$  et  $1.565 \mu\text{m}$ .

Pour étudier la réponse spectrale d'un guide à réseaux résonnants, Day *et al.* [1] ont choisi de travailler dans la gamme spectrale des télécommunications sur une structure planaire. La réponse spectrale symétrique du filtre obtenue théoriquement est centrée en  $1.55 \mu\text{m}$  avec une largeur spectrale de  $3.1 \text{ nm}$  en incidence normale. La première étude expérimentale, à  $1.55 \mu\text{m}$ , a permis d'obtenir un facteur de qualité de 6200 avec une structure composée de matériaux semiconducteurs III-V (InP / InGaAsP) et un réseau 1D, éclairée sous incidence normale [2]. Une autre

étude avec ces mêmes matériaux III-V a permis d'avoir un pic de résonance à  $1.553 \mu\text{m}$ , de largeur spectrale de  $0.12 \text{ nm}$ , et par conséquent d'avoir un facteur de qualité de 13000 [3]. Parallèlement aux études basées sur les matériaux III-V, des réseaux résonnants 1D à base de polymère ont été étudiés de manière théorique et expérimentale [4, 5]. Ces études ont montré qu'il est possible d'avoir une réponse spectrale au voisinage de  $1.55 \mu\text{m}$  avec une largeur à mi-hauteur pouvant atteindre  $0.15 \text{ nm}$  [5]. En incidence normale, des réseaux 2D ayant des plots carrés à maille carrée [6] ou des trous à deux atomes par maille [7, 8, 9] ont des performances sensiblement similaires à celles des réseaux 1D avec, en plus, la propriété d'indépendance à la polarisation.

En incidence oblique, les travaux avec des réseaux 1D au voisinage de  $1.57 \mu\text{m}$ , ont aussi montré une quasi-indépendance à la polarisation en plus d'être spectralement très fin [10, 11, 12]. Les matériaux les plus couramment utilisés pour le guide et le réseau, quel que soit le type de réseau 1D ou 2D, sont le  $\text{Ta}_2\text{O}_5$  et le  $\text{SiO}_2$  [12, 7, 13, 14]. Un substrat de verre est le plus souvent utilisé. Une exception concernant les matériaux reste le cas présenté par Lacour *et al.* [10] où la structure étudiée est composée de  $\text{Si} / \text{Si}_3\text{N}_4$  sur verre. Un filtre comportant deux réseaux 2D de part et d'autre d'un guide d'onde a été expérimentalement démontrée sur silicium et verre et un pic de résonance à  $1.537 \mu\text{m}$  a été obtenu dont la largeur spectrale est de  $3 \text{ nm}$  pour le mode TE excité, et  $5 \text{ nm}$  pour le mode TM [15]. Cette étude vise aussi la propriété d'indépendance à la polarisation.

D'autres travaux ont été réalisés dans la fenêtre spectrale des télécommunications mais il s'avère qu'en incidence oblique, à notre connaissance, peu de filtres ont été étudiés expérimentalement. On peut noter que parmi les performances rapportées pour ces filtres, les meilleurs facteurs de qualité ne dépassent pas la valeur de 10000.

### 3.3 Etude de matériaux

Pour fabriquer le filtre spectral fonctionnant à  $1.57 \mu\text{m}$ , il faut, dans un premier temps, faire une étude des matériaux compatibles avec cette gamme de longueur d'onde. Une fois les matériaux choisis, l'empilement des couches et les paramètres des réseaux peuvent être définis. Des simulations sur la structure projetée permettront alors de valider théoriquement le comportement de cette dernière.

### 3.3.1 Choix de la filière technologique

Dans la perspective de la réalisation d'un filtre à réseaux résonnants travaillant au voisinage de  $1.57 \mu\text{m}$ , nous avons choisi d'explorer les possibilités offertes par une technologie bien maîtrisée telle que la technologie CMOS qui est largement développée pour la microélectronique. Outre ses qualités fondamentales reposant sur une excellente reproductibilité de réalisations collectives à grande échelle, cette technologie met en œuvre des matériaux dérivés du silicium qui présentent, *a priori*, une excellente compatibilité avec la gamme de longueurs d'ondes visée ici. En effet, ces matériaux répondent à la première condition pour leur utilisation qui impose une absorption très faible au voisinage de la longueur d'onde de travail. D'autre part, les équipements de microélectronique, et notamment ceux qui sont disponibles au sein de notre laboratoire, permettent la réalisation d'empilements de diverses couches pouvant être composées de silicium amorphe (a-Si), de silice ( $\text{SiO}_2$ ), de nitrure de silicium ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) ou d'oxynitrure de silicium ( $\text{SiO}_x\text{N}_y$ ). Parmi ces matériaux, ceux qui sont à base de nitrure peuvent présenter des contraintes mécaniques importantes s'ils sont à forte teneur en azote. Leurs épaisseurs sont donc limitées, ils ont tendance à se craqueler au cours du temps et, d'autre part, ils présentent de faibles contrastes d'indice avec les autres matériaux accessibles par cette technologie. L'ensemble de ces caractéristiques nous a donc conduits à ne pas les retenir pour la suite de l'étude. Les matériaux que nous considérerons pour la réalisation du filtre seront alors le silicium amorphe et la silice dont le contraste d'indice élevé est favorable à l'obtention d'un antireflet efficace au moyen d'un nombre limité de couches. Ces matériaux seront déposés par voie chimique en phase vapeur sur un substrat de verre aluminoborosilicate dépourvu d'alcalins. Outre sa compatibilité avec le type de dépôts envisagés, ce verre présente une excellente transmission dans le proche infrarouge et plus spécifiquement au voisinage de  $1.57 \mu\text{m}$ . Pour la suite, nous utiliserons ainsi des substrats de verre Schott AF 32, de  $0.5 \text{ mm}$  d'épaisseur et de  $4 \text{ pouces}$  de diamètre.

### 3.3.2 Design d'un filtre à 4 paires de couches

Afin d'obtenir la structure du filtre, il faut déterminer avec précision l'empilement de cette dernière. Pour le filtre fonctionnant en réflexion, un empilement antireflet à la longueur d'onde de fonctionnement doit être conçu. La méthode dite « numerical needle method » [16] permet de concevoir ou d'affiner une structure multicouche. Le principe est d'insérer progressivement dans l'empilement multicouche étudié des couches minces à des endroits spécifiques afin d'améliorer l'optimisation de l'antireflet. Ces calculs ont été menés à l'Institut Fresnel par Fabien Lemarchand.

L'optimisation de l'antireflet a été réalisée en tenant compte des indices des matériaux généralement rencontrés dans la littérature. Nous prenons donc pour le silicium amorphe :  $n_{a-Si} = 3.75$ , pour la silice :  $n_{SiO_2} = 1.47$ , et pour le verre :  $n_{verre} = 1.45$ . Afin d'avoir un rapport signal sur bruit élevé correspondant à nos attentes, un antireflet de l'ordre de  $10^{-5}$  est nécessaire. Cela implique une structure reposant sur un empilement multicouche plus important que ceux utilisés traditionnellement dans la réalisation de filtres à réseaux résonnants. Ainsi, l'optimisation de l'antireflet autour de la longueur d'onde de  $1.57 \mu m$ , en utilisant la méthode décrite plus haut, a donné lieu à une structure comportant 4 paires de couches a-Si / SiO<sub>2</sub>. Les caractéristiques de l'antireflet obtenu sont données sur la figure 3.1-gauche. Pour un angle d'incidence de  $7^\circ$  correspondant aux conditions visées de fonctionnement, et pour la longueur d'onde  $\lambda = 1.57 \mu m$ , la réflectivité de l'empilement est de l'ordre de  $6.74 \cdot 10^{-7}$  en polarisation s, et elle est de l'ordre de  $2.18 \cdot 10^{-7}$  en polarisation p. Au voisinage de la longueur d'onde de fonctionnement, la réflectivité est sensiblement autour de  $2 \cdot 10^{-7}$  pour les deux polarisations. La figure 3.1-droite montre le mode guidé TE associé à cette structure et qui est caractérisé par son indice effectif égal à  $1.902$ . Ce mode est bien confiné dans la couche guidante (représentée par la zone hachurée) et son champ dans le substrat (partie grise) est très faible.

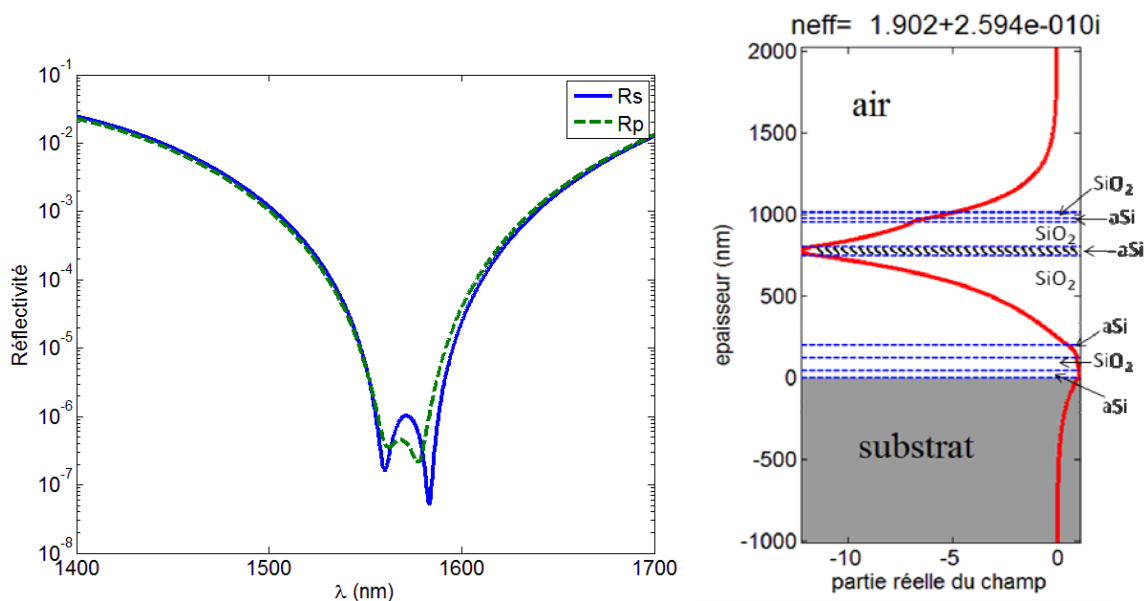


Figure 3.1 : (Gauche) Spectres de réflectivité de l'empilement multicouche a-Si / SiO<sub>2</sub> optimisé autour de la longueur d'onde de  $1.57 \mu m$ . (Droite) Représentation du mode guidé TE (indice effectif 1.902) dans l'empilement optimisé et dont le champ dans le substrat (partie grise) est très faible. La couche guidante est représentée par la zone hachurée.

Les épaisseurs et les indices des couches constituant l'empilement correspondant à l'optimisation de l'antireflet sont donnés dans le tableau I. Notons que l'indice de la couche réseau correspond à l'indice moyen de la couche de silice

comprenant un réseau de diffraction d'un facteur de remplissage de 50%. D'autre part, l'épaisseur de cette couche définit la profondeur  $h$  des tranchées du réseau.

Matériaux	Epaisseur (nm)	Indices	Remarque
SiO <sub>2</sub>	37	1.26	Couche réseau
a-Si	20	3.75	
SiO <sub>2</sub>	153.5	1.47	
a-Si	52.2	3.75	Couche guidante
SiO <sub>2</sub>	551.3	1.47	
a-Si	74.5	3.75	
SiO <sub>2</sub>	81.5	1.47	
a-Si	41.1	3.75	
Substrat verre	Semi-infini	1.45	

Tableau I : Epaisseurs et indices des couches de l'empilement correspondant à l'optimisation de l'antireflet.

L'indice effectif du mode guidé va permettre de déterminer la période du réseau. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, pour obtenir l'indépendance à la polarisation, il faut que les deux modes excités dans la structure aient le même indice effectif et que les réseaux 1D supérieur et inférieur soient identiques. La période est ainsi déterminée par la résolution des équations de couplage des réseaux supérieur et inférieur (éq. 3.1 et 3.2 respectivement) et de l'équation d'orthogonalité (éq. 3.3) dont les expressions sont rappelées ci-dessous.

$$\left[ \sin(\theta) \cos(\phi + \xi) - \frac{\lambda}{\Lambda} \right]^2 + [\sin(\theta) \sin(\phi + \xi)]^2 \cong n_{eff}^2 \quad (3.1)$$

$$\left[ \sin(\theta) \cos(\frac{\pi}{2} - \phi) - \frac{\lambda}{\Lambda} \right]^2 + [\sin(\theta) \sin(\frac{\pi}{2} - \phi)]^2 \cong n_{eff}^2 \quad (3.2)$$

$$\left\{ \left[ \sin(\theta) \cos(\phi + \xi) - \frac{\lambda}{\Lambda} \right] \mathbf{x} + [\sin(\theta) \sin(\phi + \xi)] \mathbf{y} \right\} \cdot \left\{ \left[ \sin(\theta) \cos(\frac{\pi}{2} - \phi) - \frac{\lambda}{\Lambda} \right] \mathbf{y}' + \left[ \sin(\theta) \sin(\frac{\pi}{2} - \phi) \right] \mathbf{x}' \right\} = 0 \quad (3.3)$$

Les équations 3.1 et 3.2 sont identiques lorsque  $\phi = \frac{\pi}{4} - \frac{\xi}{2}$ . Pour une longueur d'onde de 1.57  $\mu\text{m}$  et un angle d'incidence de 7°, la période  $\Lambda$  obtenue pour un indice

effectif de 1.902 est égale à 793 nm. Un facteur de remplissage de 0.5 étant privilégié en raison d'une maîtrise technologique plus aisée, la largeur des traits,  $D$ , est donc égale à 396.5 nm.

La résolution des équations de couplage et d'orthogonalité permet aussi de déterminer l'angle  $\xi$  entre les directions de périodicité des deux réseaux. Pour les mêmes conditions d'incidence que précédemment, nous avons  $\xi = -5.44^\circ$ , ce qui implique que  $\Phi = 47.72^\circ$ .

Les différents paramètres opto-géométriques de la structure étant déterminés, les spectres de réflectivité pour les polarisations s et p ont été calculés en utilisant un code rigoureux basé sur la méthode modale de Fourier [17] (figure 3.2-gauche). Les spectres des valeurs propres sont tracés sur la figure 3.2-droite. Les deux spectres montrent une réflectivité de 100% et une superposition de leurs pics, ce qui indique une indépendance à la polarisation au point de fonctionnement de la structure. De plus, les deux spectres sont centrés à la longueur d'onde de résonance de 1.575  $\mu\text{m}$  et présentent une largeur à mi-hauteur  $\Delta\lambda = 0.102$  nm, ce qui se traduit par un facteur de qualité d'environ 15500. Le taux de réjection est de l'ordre de  $2 \cdot 10^4$  sur une plage de 10 nm de part et d'autre du pic de résonance, ce qui donne un rapport signal sur bruit de l'ordre de 100.

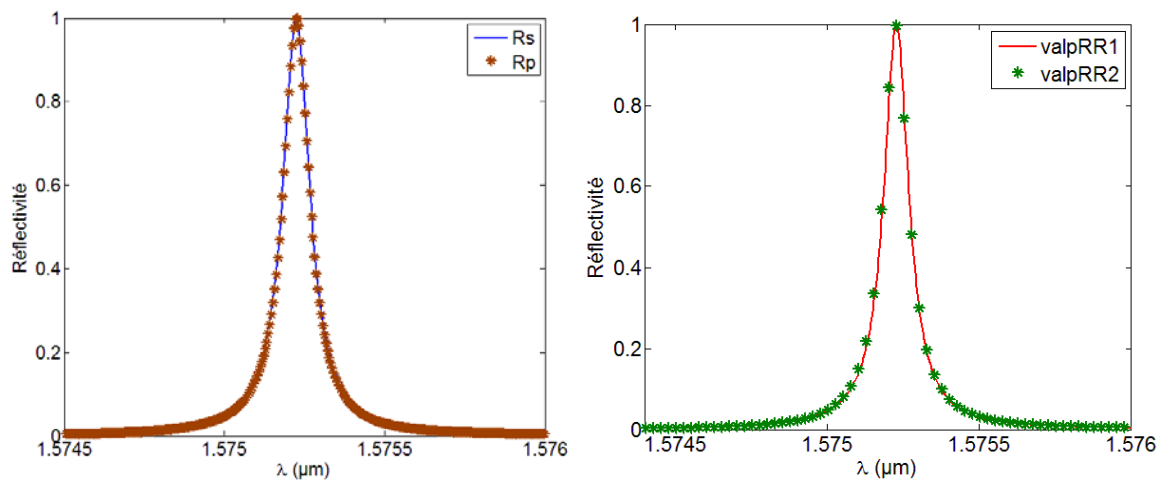


Figure 3.2 : (Gauche) Spectres de réflectivité en polarisation s (trait continu) et en polarisation p (trait symbolisé par des étoiles). (Droite) Spectres des valeurs propres.  
Conditions d'incidence :  $\theta = 7^\circ$ ,  $\xi = -5.44^\circ$ ,  $\Phi = 47.72^\circ$ . Paramètres du réseau :  $\Lambda = 793$  nm,  $D = 396.5$  nm et  $h = 37$  nm correspondant à la structure optimisée.

La conception du filtre à 4 paires de couches montre des performances proches de celles visées par le cahier des charges. L'indépendance à la polarisation en incidence oblique et un rapport signal sur bruit environ de 100 sont ainsi accessibles avec des matériaux issus de la microélectronique sur silicium. Un procédé technologique pour la réalisation d'un tel filtre va donc maintenant être étudié.

## 3.4 Etalonnage du procédé de fabrication

Le procédé de fabrication des filtres à double réseau 1D croisé repose sur trois principales étapes : le dépôt des couches constituant l'empilement, la lithographie des motifs diffractants, et la gravure de ces derniers dans le matériau semiconducteur.

En première approche, pour la réalisation de cette structure à double réseau, deux voies étaient envisageables : la fabrication de la structure entière de manière symétrique de part et d'autre d'un même substrat, ou la réalisation d'une demi-structure sur une face du substrat, suivie d'une découpe et d'un assemblage approprié.

La réalisation symétrique implique le dépôt de l'empilement multicouche a-Si / SiO<sub>2</sub> par LPCVD (Low Pressure Chemical Vapor Deposition). En effet, cette technique permet un dépôt de a-Si et SiO<sub>2</sub> de manière uniforme sur deux faces simultanément, ce qui assure un empilement identique de part et d'autre du substrat. Les motifs diffractants doivent alors être inscrits par lithographie optique sur chaque face, l'une après l'autre. Ainsi, après insolation sur une face, une gravure et un délaquage sont nécessaires avant de passer à l'insolation des motifs sur l'autre face. Il est par conséquent difficile de garantir une géométrie identique pour les deux réseaux de diffraction qui sont réalisés lors de deux étapes distinctes. De plus, les motifs gravés sur une face peuvent être dégradés lors de la réalisation du réseau sur l'autre face. Cette voie n'a donc pas été retenue en raison de la difficulté à obtenir des réseaux identiques de part et d'autre du substrat.

La réalisation d'une demi-structure sur une face fait appel, quant à elle, à la technique de dépôt LT-PECVD (Low Temperature Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition). Les motifs sont ensuite inscrits lors d'une même étape de lithographie optique, et gravés lors d'une même étape de gravure sèche. Cette voie permet donc de réaliser simultanément les deux réseaux de diffraction qui présenteront ainsi des paramètres identiques. Pour obtenir la structure finale comportant les deux réseaux croisés et séparés d'un angle  $\xi$ , chaque réseau est insolé selon un angle égal à  $\frac{90^\circ - \xi}{2}$ , puis les demi-structures sont découpées et collées substrat contre substrat, comme illustré sur la figure 3.3. Ainsi, lors de l'assemblage, l'angle visé  $\xi$  est obtenu simplement en maintenant les deux demi-structures plaquées contre le plan de référence  $\pi$ . Cette voie a donc été privilégiée pour la réalisation de la structure à double réseau croisé. Chaque étape de ce procédé est décrite de manière plus précise dans les parties suivantes.

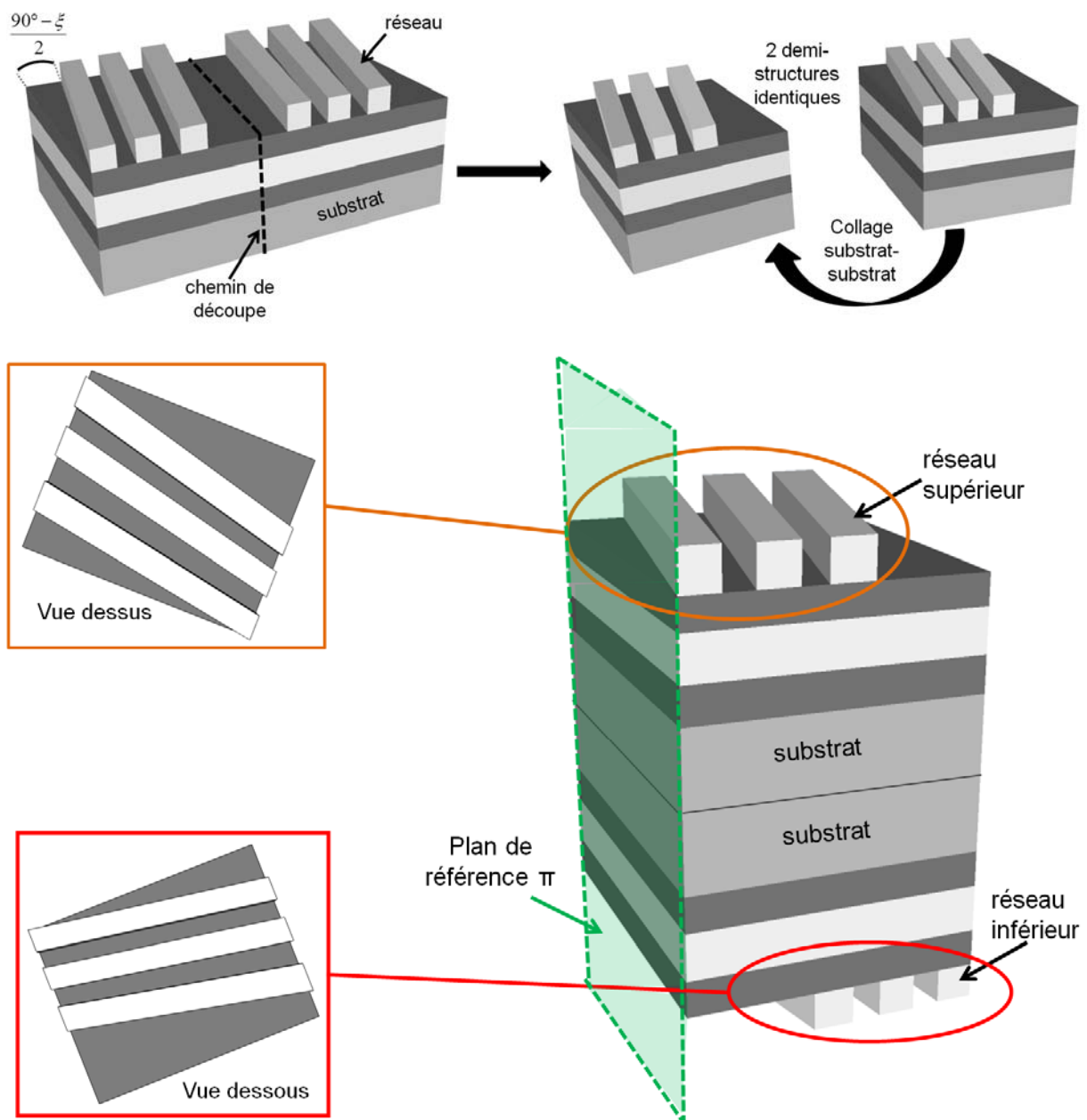


Figure 3.3 : Etapes de découpe à la scie diamantée des motifs insolés par lithographie optique (haut) et collage substrat contre substrat pour obtenir la structure finale comportant 2 réseaux 1D croisés (bas).

### 3.4.1 Dépôts de couches par LT-PECVD

Les matériaux choisis pour constituer l'empilement sont donc déposés par la technique du Low Temperature Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition (LT-PECVD). Ce type de dépôts est obtenu grâce à un nouvel équipement mis en œuvre au laboratoire début 2011. Par rapport aux procédés précédemment disponibles, le dépôt à basse température procure une meilleure uniformité des couches. De même,



une meilleure qualité diélectrique est aussi obtenue car l'incorporation de l'hydrogène dans les matériaux déposés est nettement réduite. De plus, cet équipement permet le dépôt « pleine plaque » sur des substrats de 4 et 6 pouces, ce qui autorise la réalisation de dispositifs de grande surface. Cet équipement ne prend néanmoins qu'un seul substrat à la fois, ce qui ne permet pas d'avoir une plaque témoin lors du dépôt.

### 3.4.1.1 Caractérisation des matériaux déposés

Pour simplifier les conditions des dépôts successifs de a-Si et de SiO<sub>2</sub>, ces derniers sont tous deux réalisés à la même température de 200 °C. Plusieurs dépôts tests ont été nécessaires afin de déterminer les indices optiques des matériaux. L'indice de réfraction n et le coefficient d'extinction k sont mesurés à l'aide d'un ellipsomètre Horiba. Pour caractériser le silicium amorphe, ce dernier est déposé sur un substrat de verre. La silice est, quant à elle, déposée sur la couche de silicium amorphe. Les courbes de n et k pour le a-Si, SiO<sub>2</sub> et le substrat de verre AF 32 sont reportées sur la figure 3.4.

Avec un coefficient d'extinction  $k < 10^{-4}$ , les matériaux déposés, ainsi que le substrat, sont très peu absorbants à la longueur d'onde de 1.57 μm. Les indices déterminés pour les trois matériaux sont :

$$n_{\text{a-Si}}(1.57 \mu\text{m}) = 3.31$$

$$n_{\text{SiO}_2}(1.57 \mu\text{m}) = 1.48$$

$$n_{\text{verre}}(1.57 \mu\text{m}) = 1.44$$

L'épaisseur des couches est mesurée par ellipsométrie et la vitesse de dépôt correspondante est ensuite déterminée. Notons que l'indice et la vitesse de dépôt varient en fonction du type de dépôt et des conditions de dépôt. En particulier, nous pouvons constater une différence d'indice du silicium amorphe entre celui mesuré et celui obtenu dans la littérature. En plus des conditions de dépôts, comme les débits de gaz, la pression ou la température, qui influent sur l'indice du silicium amorphe, le taux d'hydrogène incorporé dans la couche de a-Si modifie aussi son indice. Ce sont donc des différences sur l'ensemble de ces paramètres qui sont à l'origine des écarts constatés entre les différentes valeurs considérées. Plusieurs dépôts ont alors été réalisés afin d'assurer leur reproductibilité et contrôler leur épaisseur et leur indice, dans la limite de la précision de l'ellipsomètre. Ces étapes de calibration nous ont permis d'obtenir une précision de  $\pm 2$  nm sur l'épaisseur des couches déposées et une reproductibilité de  $10^{-2}$  sur leur indice.

Avant chaque dépôt, les substrats sont nettoyés dans un mélange de  $H_2O_2$  et  $H_2SO_4$  dans une proportion de 1 : 1 pendant 2 minutes puis sont rincés à l'eau dé-ionisée jusqu'à ce que la résistivité de cette dernière atteigne 13 M $\Omega$ . Les substrats sont ensuite séchés à la centrifugeuse.

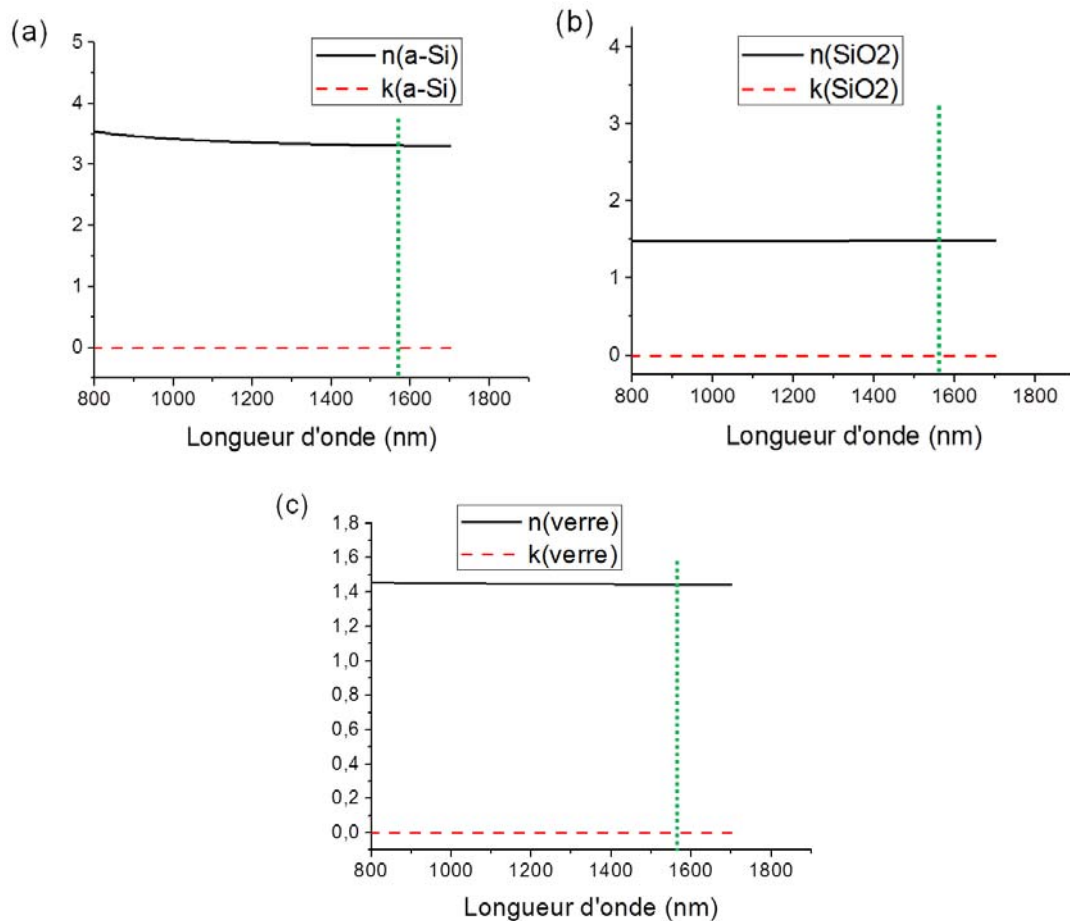


Figure 3.4 : Indice de réfraction  $n$  (trait continu) et coefficient d'extinction  $k$  (trait discontinu) du (a) a-Si, (b)  $\text{SiO}_2$  et (c) verre AF 32. La ligne verticale en pointillé repère la position de la longueur d'onde de fonctionnement à 1.57  $\mu\text{m}$ .

Après calibration, nous obtenons ainsi :

- Vitesse de dépôt de  $\text{SiO}_2 \approx 11.7 \text{ nm/min}$  sur substrat de verre
- Vitesse de dépôt de a-Si  $\approx 3.3 \text{ nm/min}$  sur substrat de verre

Les conditions de dépôt permettant d'obtenir une bonne uniformité des couches et une reproductibilité de leurs indices optiques et de leurs épaisseurs, sont données dans le tableau II.

	<b>Si<sub>3</sub>H<sub>4</sub></b> <b>(sccm)</b>	<b>Ar</b> <b>(sccm)</b>	<b>N<sub>2</sub>O</b> <b>(sccm)</b>	<b>Puissance</b> <b>ICP (W)</b>	<b>BIAS</b> <b>(W)</b>	<b>Pression</b> <b>(mTorr)</b>
<b>a-Si</b>	10	20	-	500	100	10
<b>SiO<sub>2</sub></b>	4	-	13	1200	-	14

Tableau II : Conditions de dépôts de a-Si et SiO<sub>2</sub> par LT-PECVD à 200°C.

### 3.4.1.2 Design d'une structure simplifiée à 2 paires de couches

Pour la réalisation d'un prototype, nous avons choisi de concevoir une structure ayant moins de couches dans l'empilement que la structure présentée dans la partie 3.3.2 dont l'empilement est constitué de quatre paires de couches a-Si / SiO<sub>2</sub>. Afin de valider le fonctionnement du filtre à double réseau 1D croisé, la structure simplifiée, qui sera réalisée dans un premier temps, comporte simplement deux paires a-Si / SiO<sub>2</sub>. Pour cette structure, nous n'allons pas considérer le taux de réjection ou le rapport signal sur bruit visés par le cahier des charges décrit en début de chapitre. Cependant, dès que toutes les étapes de fabrication seront validées avec la structure prototype, la structure optimisée du filtre pourra être réalisée par la suite.

Afin d'obtenir un bon antireflet à la longueur d'onde de fonctionnement, un minimum de deux paires est nécessaire. L'empilement de la structure prototype est conçu en utilisant les indices optiques obtenus par la caractérisation des matériaux a-Si et SiO<sub>2</sub> déposés par LT-PECVD au moyen des équipements de notre laboratoire (cf partie précédente 3.4.1.1). L'optimisation de l'antireflet est donnée dans la figure 3.5-gauche et le mode guidé TE associé à cette structure, et qui présente un indice effectif de 1.902 identique à celui de la structure à 4 paires de couches, est donné dans la figure 3.5-droite. Contrairement à la structure comportant 4 paires de couches, on peut remarquer que le champ du mode guidé s'étale ici fortement dans le substrat de verre. Toutefois, le coefficient d'extinction du verre étant très faible (inférieur à 10<sup>-4</sup>), cet étalement ne pénalise pas le fonctionnement du dispositif.

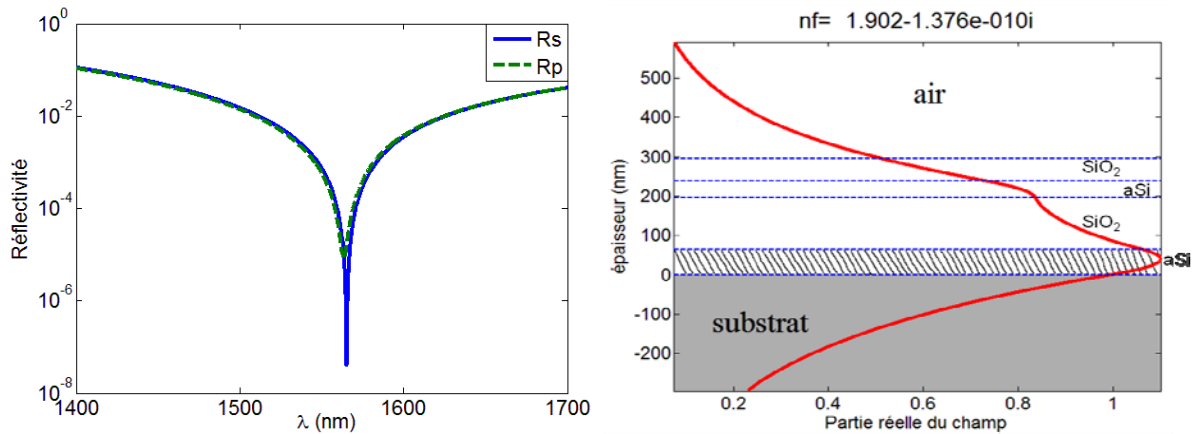


Figure 3.5 : (gauche) Spectres de réflectivité de la structure prototype autour de la longueur d'onde de  $1.57 \mu\text{m}$ . (droite) Représentation du mode guidé TE (indice effectif 1.902) associé à la structure prototype. La couche guidante est représentée par la partie hachurée.

Les épaisseurs et les indices des couches constituant l'empilement et correspondant à l'optimisation de l'antireflet sont donnés dans le tableau III. Notons que l'indice de la couche réseau correspond à l'indice moyen de la couche de silice comprenant un réseau de diffraction d'un facteur de remplissage de 50%. D'autre part, l'épaisseur de cette couche définit la profondeur  $h$  des tranchées du réseau.

Matériaux	Epaisseur (nm)	Indices	Remarque
SiO <sub>2</sub>	57.7	1.26	Couche réseau
a-Si	43.3	3.31	
SiO <sub>2</sub>	131.1	1.48	
a-Si	64.3	3.31	Couche guidante
Substrat verre	Semi-infini	1.44	

Tableau III : Epaisseurs et indices des couches de l'empilement correspondant à l'optimisation de l'antireflet du prototype.

Tout comme dans la partie 3.3.2, l'indice effectif permet de déduire la période des réseaux et l'angle entre les directions de périodicité de ces derniers. Pour  $\theta = 7^\circ$ , on obtient  $\Lambda = 792 \text{ nm}$  et  $\xi = -5.44^\circ$ , les autres paramètres étant  $D = 396 \text{ nm}$ ,  $h = 57.7 \text{ nm}$ , et  $\Phi = 47.72^\circ$ . Les spectres de réflectivité en polarisation s et p (figure 3.6-gauche) et le spectre des valeurs propres (figure 3.6-droite) sont calculés à partir du code rigoureux. Les pics de résonances sont centrés en  $\lambda = 1.5756 \mu\text{m}$  et ont une largeur spectrale de  $0.33 \text{ nm}$  environ.

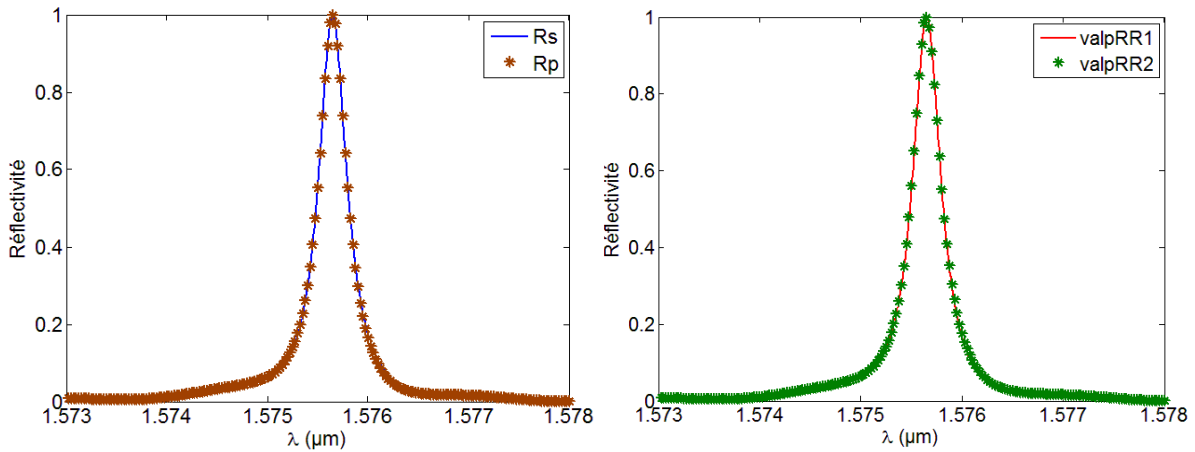


Figure 3.6 : Spectres de réflectivité en polarisation s ( $R_s$ ) et p ( $R_p$ ) (gauche) et spectres des valeurs propres (droite) correspondant à la structure prototype du tableau III pour  $\theta = 7^\circ$ ,  $\Phi = 47.72^\circ$  et avec les paramètres des réseaux :  $\Lambda = 792$  nm,  $D = 396$  nm,  $h = 57.7$  nm.

Dans les deux cas, les pics de résonance se superposent et montrent une réflectivité maximum de 100%, ce qui traduit une indépendance à la polarisation obtenue au point de fonctionnement.

L'empilement et les paramètres des réseaux de la structure prototype étant définis, les dépôts multicouches peuvent alors être réalisés. Les différentes étapes de dépôts sont illustrées sur la figure 3.7.

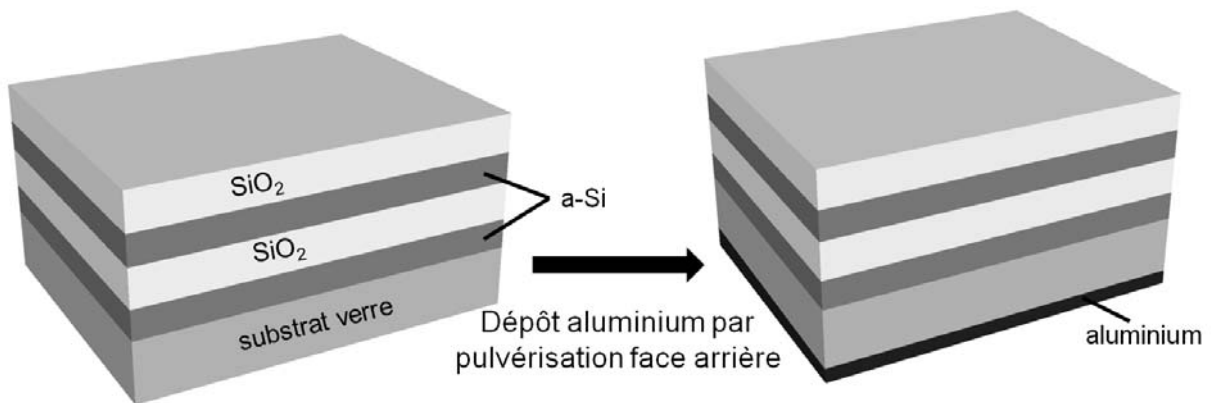


Figure 3.7 : Dépôts successifs, par LT-PECVD, de a-Si et  $\text{SiO}_2$  sur substrat de verre, et dépôt d'aluminium sur la face arrière par pulvérisation cathodique.

Le dépôt métallique sur la face arrière du substrat est nécessaire uniquement pour l'étape de gravure sèche. En effet, l'équipement de gravure ICP-RIE TRIKON OMEGA 201 que nous avons au laboratoire utilise un laser pour détecter la position des substrats dans la cassette, or la détection est impossible avec le substrat de verre qui est transparent. C'est pour cela qu'une fine couche d'aluminium d'environ 50 nm d'épaisseur est déposée en face arrière par la technique de pulvérisation

cathodique. Cette couche d'aluminium est ensuite enlevée après l'étape de gravure des motifs du réseau.

### **3.4.2 Insolation par lithographie optique par projection**

Les filtres réalisés devant être de grande dimension, de l'ordre de  $2\text{ cm}^2$ , la lithographie électronique n'a pas été retenue en raison de la durée trop longue pour l'insolation des motifs sur de grandes surfaces. De plus, le très grand nombre de raccords de champs (champ unitaire de dimension  $100\text{ }\mu\text{m} \times 100\text{ }\mu\text{m}$ ) était défavorable à la grande homogénéité recherchée pour les réseaux. En revanche, la lithographie optique par projection, aussi appelée « stepper », est bien adaptée à l'insolation de motifs à haute résolution sur de grandes surfaces et nous l'avons donc retenue. Le principe est d'insoler, à l'aide d'une source lumineuse UV, les motifs d'un masque approprié sur une résine photosensible. Les motifs sont répétés par pas successifs en déplaçant le porte substrat en x et en y (figure 3.8). L'équipement que nous utilisons, un CANON FPA – 3000i4, a une lentille de projection permettant une réduction d'un facteur 5 des motifs du masque, ce qui rend la fabrication du masque plus aisée. Elle permet d'aligner des champs d'exposition de  $17\text{ mm} \times 26\text{ mm}$  avec une précision de  $57\text{ nm}$  obtenue par interférométrie laser. L'insolation avec une source à vapeur de mercure, à la longueur d'onde de  $365\text{ nm}$ , associée à une ouverture numérique de 0.63 permettent de garantir une résolution de  $0.35\text{ }\mu\text{m}$  sur la définition des motifs. Avec cette technique, et en nous limitant à des champs de  $17\text{ mm} \times 26\text{ mm}$ , nous nous affranchissons donc des raccords de champs lors de l'insolation des motifs et éliminons ainsi une source probable d'inhomogénéités dans la géométrie des réseaux.

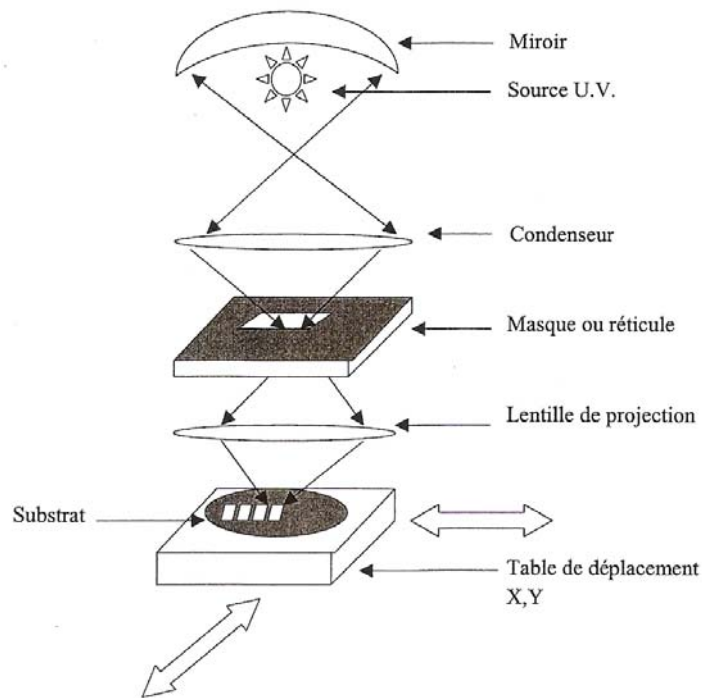


Figure 3.8 : Schéma de principe de la lithographie optique par projection  
 (Extrait de L. Mazenq *et al.* «La lithographie optique par projection» – LAAS Report N°10135, 2010).

### 3.4.2.1 Préparation des plaquettes

Avant toute lithographie, chaque plaquette (substrat surmonté de l'empilement des couches a-Si / SiO<sub>2</sub>) est minutieusement nettoyée pour limiter les problèmes liés au manque d'adhésion des résines. Elle est nettoyée par bains successifs de trichloréthylène, acétone et rinçage à l'eau dé-ionisée. Elle est ensuite séchée au moyen d'une soufflette d'azote pour enlever l'excès d'eau. Mais pour éliminer toute trace résiduelle d'humidité, la plaquette est placée dans une étuve à 200 °C pendant 15 minutes. Cette dernière opération permet d'obtenir une bonne adhérence de la résine qui est un composé très hydrophobe.

Les résines sont déposées à la tournette (spin coating). Le principe consiste à étaler de la résine sur une plaquette à l'aide des forces centrifuges. L'épaisseur de la résine déposée dépend des conditions de rotation c'est-à-dire de la vitesse  $v$ , de l'accélération  $a$ , et du temps  $t$ .

Une résine AZ BARLi II, aussi appelée BARC (Bottom Anti-Reflection Coating), est dans un premier temps déposée sur l'empilement des couches a-Si / SiO<sub>2</sub>. Comme son nom l'indique, cette résine absorbante permet de minimiser, au sein même de la couche de résine photosensible qui sera déposée au-dessus, les réflexions en provenance de l'empilement et qui dégraderaient l'insolation des motifs.

Elle agit aussi comme un promoteur d'adhésion en remplacement de l'hexamethyldisilazane (HMDS) utilisé en général. Cette résine a un indice optique de 1.63 et un coefficient d'extinction de 0.31 mesurés par ellipsométrie pour une longueur d'onde de 365 nm. L'épaisseur optimale de cette résine pour minimiser les réflexions est de 200 nm. Les conditions de dépôts sur une plaquette de 4 pouces de diamètre sont : pour 3 ml de BARC,  $v = 3000$  tr/min,  $a = 5000$  tr/min/s et  $t = 30$  secondes. Un recuit sur plaque chauffante à  $155$  °C pendant 60 secondes permet d'éliminer une partie des solvants contenus dans la résine et de polymériser cette dernière.

Une résine photosensible positive, ECI 3027, d'environ 600 nm d'épaisseur est ensuite déposée sur la couche de BARC. Les conditions de dépôts sont : pour 3 ml,  $v = 5000$  tr/min,  $a = 5000$  tr/min/s et  $t = 30$  secondes. La résine est alors recuite à  $90$  °C pendant 30 secondes. Cette résine sera insolée et les motifs y seront révélés à l'issue d'une étape classique de développement. Un résumé des étapes d'insolation et de révélation est illustré dans la figure 3.9.

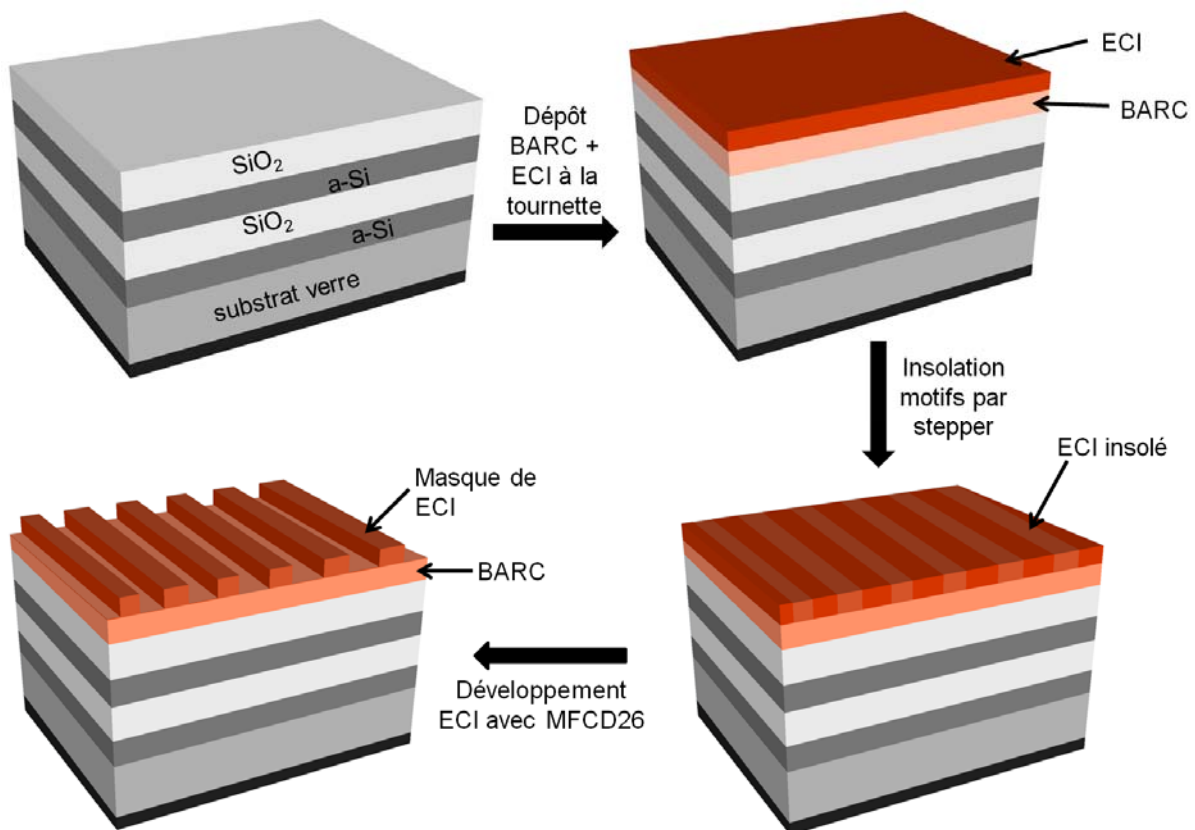


Figure 3.9 : Etapes de dépôts des résines, insolation des motifs, et développement de la résine photosensible.



### 3.4.2.2 Conception du masque optique

Le choix de la lithographie optique par projection implique l'utilisation d'un masque spécifique, compatible avec le stepper. Les motifs qui apparaîtront sur le masque optique sont codés à l'aide du logiciel CleWin4 sous forme de fichiers GDSII, compatible avec la machine de réalisation des masques. A noter que les masques sont à l'échelle x5 car le procédé d'insolation choisi réduit les motifs présents sur le masque d'un facteur 5.

Les masques sont fabriqués au laboratoire par écriture laser directe à l'aide de l'équipement Heidelberg Instruments DWL 200. Le masque est une plaque de verre carrée, de 5 pouces de côté et d'épaisseur 2.5 mm, sur laquelle sont déposées une couche de chrome de 110 nm d'épaisseur et une résine photosensible positive de 530 nm d'épaisseur. La modulation et le balayage des faisceaux laser permettent l'écriture directe des dessins sur la résine photosensible (figure 3.10). Cet appareil utilise un laser He-Cd de 125 mW et de longueur d'onde de 442 nm. Le balayage du faisceau se fait tous les 200  $\mu\text{m}$ , ce qui signifie que, sur le masque, les raccords de champ sont situés tous les 200  $\mu\text{m}$ . Le diamètre du faisceau est de 800 nm et la résolution est de 200 nm.

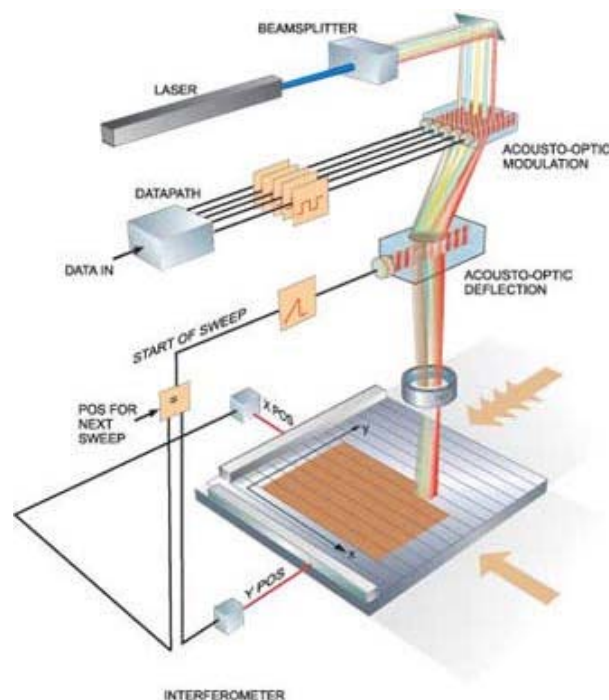


Figure 3.10 : Principe de l'écriture laser directe pour la réalisation des masques optiques.

Pour la réalisation des masques des réseaux de diffraction 1D, nous avons choisi d'écrire des lignes horizontales plutôt que des lignes verticales ou obliques. En effet, les raccords de champ qui apparaissent lors de l'inscription des motifs sur le masque étant verticales, ces derniers sont orientés comme les lignes d'un réseau

vertical. Par conséquent, le risque est d'avoir des largeurs de traits ou de sillons qui ne seront pas homogènes et, de ce fait, qui induiront un déphasage lors du fonctionnement du filtre. Les lignes obliques, quant à elles, comportent des flancs « dentelés » qui seront reproduits sur l'échantillon. Pour éviter toutes rugosités des flancs des lignes et inhomogénéités dans les motifs des réseaux, les lignes horizontales sont alors privilégiées car cette configuration est la moins sensible à d'éventuels défauts pouvant apparaître au niveau des raccords de champs sur le masque.

### a) Masque d'étalonnage

Pour les premiers essais de calibration, un masque d'étalonnage ou « masque-test » a été dessiné. Ce masque comporte un échantillonnage de motifs de lignes horizontales présentant une gamme étendue de rapports d'ouvertures allant de 30% à 70% (figure 3.11-gauche).

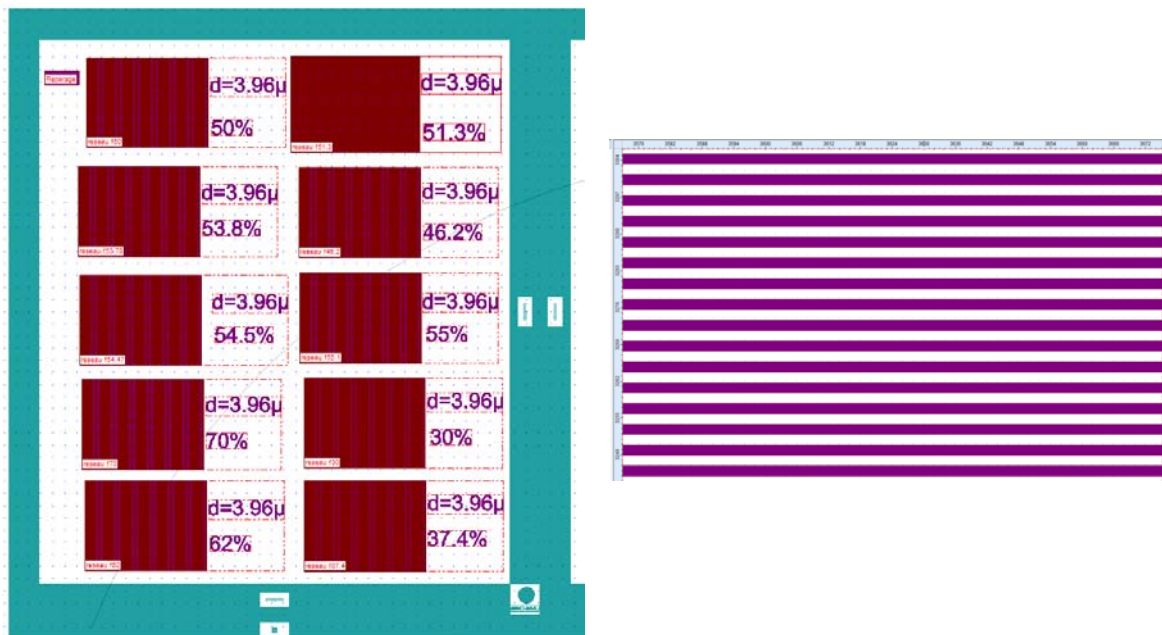


Figure 3.11 : (Gauche) Dessin du masque-test comportant des réseaux de lignes horizontales. Ensemble de réseaux de taille 8 mm x 6 mm ayant la même période  $d = 3.96 \mu\text{m}$  ( $d = 5 \lambda$ ) et différents rapports d'ouvertures.  
(Droite) Aperçu d'un masque de réseau de lignes présentant un rapport d'ouverture de 50%.

Sur le masque d'étalonnage, chaque réseau de lignes est de dimension 8 mm x 6 mm et de période constante de  $3.96 \mu\text{m}$ . Cette période sera réduite par un facteur 5 lors de l'insolation, ce qui conduit à la période recherchée pour la réalisation du prototype, à savoir  $\lambda = 792 \text{ nm}$ . Le masque-test est également conçu

pour permettre de déterminer les paramètres d'exposition optimaux en fonction du rapport d'ouverture souhaité.

Après insolation des motifs sur le masque, la résine est développée. Le chrome est ensuite gravé pour révéler les motifs. Les motifs sur le masque sont ensuite observés au microscope confocal afin de vérifier la période et la taille des sillons en fonction des rapports d'ouvertures visés. Une photographie d'un réseau de lignes du masque-test présentant un rapport d'ouverture de 50% est montré dans la figure 3.12. Sur cette figure, on observe également un raccord de champ vertical dont l'influence, sur un réseau complet de lignes horizontales, est négligeable.



Figure 3.12 : Photographie d'un réseau sur le masque-test observé au microscope confocal. Ce réseau de lignes présente un pas de  $3.96 \mu\text{m}$  avec un rapport d'ouverture égal à 50%.

## b) Masque dispositif

Le masque final, que nous appellerons « masque dispositif », consiste en un réseau de lignes horizontales. Étant donné que le filtre final sera de l'ordre de  $2 \text{ cm}^2$ , un seul réseau, à l'échelle 5, de dimension  $85 \text{ mm} \times 95 \text{ mm}$  avec un rapport d'ouverture de 50% peut être dessiné sur un masque de 5 pouces (figure 3.13). Sur ce masque est inscrite la période du réseau pour faciliter l'identification de chacun d'eux dans le cas où plusieurs réseaux de périodes différentes seront insolés sur la même plaquette.

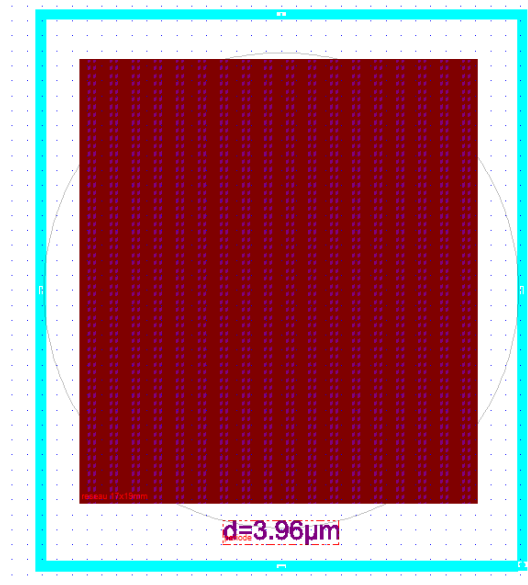


Figure 3.13 : Dessin du masque final comportant un réseau de lignes horizontales ayant un rapport d'ouverture de 50% et la période correspondante.

Pour la réalisation des réseaux 1D croisés de la structure complète, les réseaux seront insolés sur la même face de la plaquette de sorte qu'ils soient séparés d'un angle  $\xi$  lors du collage substrat contre substrat (cf partie 3.4). Pour déterminer l'angle selon lequel les réseaux doivent être insolés, nous raisonnons en termes d'orientation des traits des réseaux. Pour la structure simplifiée, on a vu que  $\xi = -5.44^\circ$ . Les traits des réseaux sont donc séparés de  $90^\circ - \xi$  (comme montré sur la figure 3.14-gauche). Etant donné que la moitié des réseaux insolés sera retournée et collée, il faut donc insoler les motifs avec un angle de  $\frac{90^\circ - \xi}{2} = 47.7^\circ$ .

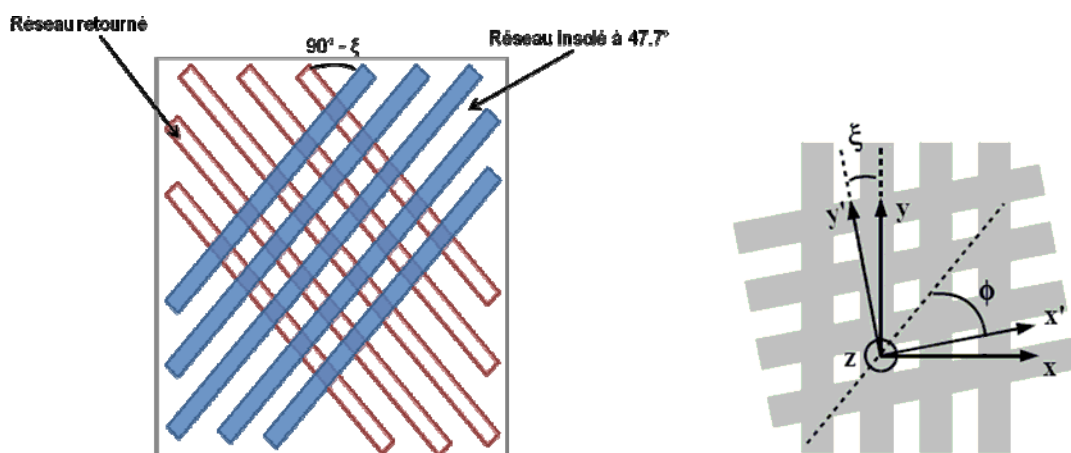


Figure 3.14 : (Gauche) Schéma représentant l'orientation des réseaux de lignes après insolation à  $47.7^\circ$ , découpe et collage substrat contre substrat. (Droite) Vue de dessus des deux réseaux croisés après assemblage des demi-structures.

Un jeu de masque est donné dans la figure 3.16. Les réseaux de lignes sont orientés avec un angle de  $47.7^\circ$  par rapport au méplat. Trois paires de réseaux de lignes sont ainsi obtenus sur une plaquette de 4 pouces. Chaque réseau est placé de sorte à faciliter la découpe de l'échantillon selon les directions indiquées par les croix de découpe qui sont placées à chaque intersection des réseaux.

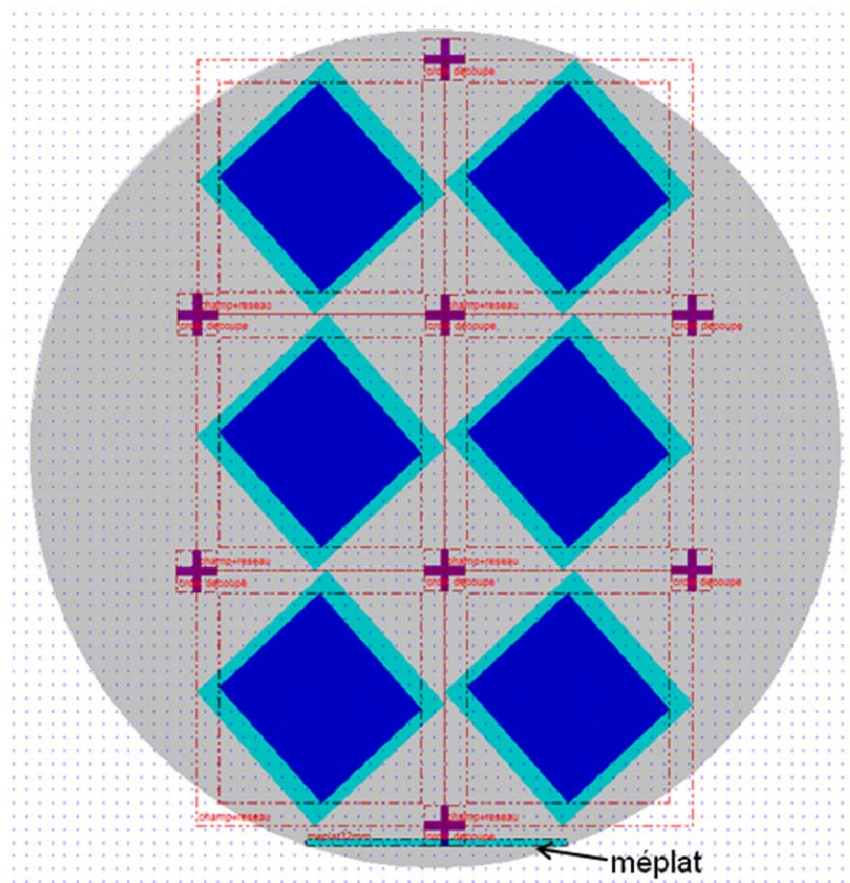


Figure 3.16 : Un jeu de masque des réseaux de lignes (rectangle foncé) orientés sur un substrat de 4 pouces (délimité par le cercle). Le champ d'insolation (rectangle clair entourant le rectangle foncé) et les réseaux font un angle de  $47.7^\circ$  par rapport au méplat. Les croix de découpe délimitent les chemins de découpe des réseaux.

Pour l'insolation de ces motifs, les coordonnées précises de la position de chaque réseau devront être déterminées. Le « stepper » assure une précision de  $\pm 0.1^\circ$  sur l'angle de rotation du substrat. Le motif de découpe, en forme de croix « + » de  $50 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ , sera placé à chaque extrémité des chemins de découpe pour faciliter l'alignement de la scie diamantée. Un masque spécifique comprenant ce motif de découpe existe déjà mais il est destiné à des insolutions réalisées selon l'orientation conventionnelle. Ici, la position de ce motif doit être déterminée avec précision pour éviter tout empiètement du trait de scie sur les champs d'insolation inclinés.

### 3.4.2.3 Paramètres d'exposition

Lors de l'insolation de la plaquette, le masque qui contient des zones transparentes et opaques permet d'exposer au rayonnement UV certaines zones de la résine photosensible. Le degré d'exposition est un paramètre important à déterminer pour éviter la dégradation de la résolution et du rapport d'ouverture des motifs. Il dépend principalement de l'intensité de la source lumineuse et du temps d'exposition. Pour la suite, nous nous référons à la dose mesurée en Joules par m<sup>2</sup>. Un autre paramètre qui influe sur la résolution et le rapport d'ouverture est le focus. Il détermine l'endroit, dans l'épaisseur de la couche de résine, où le faisceau se focalise. En général, pour des épaisseurs conventionnelles de résine, une valeur de focus égale à zéro signifie que le faisceau se focalise au voisinage du milieu de la couche de résine.

Plusieurs tests de doses et de focus ont été nécessaires afin d'obtenir les paramètres d'insolation optimums pour avoir les dimensions des réseaux de lignes visées. Les premiers tests de calibration sont réalisés sur substrat de silicium 4 pouces sur lequel est déposée une couche d'oxyde de 120 nm d'épaisseur. 13 lignes et 15 colonnes ont été insolées sur ce substrat de silicium. Les doses utilisées varient ainsi de 750 J/m<sup>2</sup> à 1350 J/m<sup>2</sup>, avec un pas de 50 J/m<sup>2</sup> par saut de ligne. Le focus varie de -0.3 à 0.3, avec un pas de 0.04 par saut de colonne. Le masque-test utilisé contient plusieurs réseaux de facteur de remplissage différents. Nous pouvons ainsi déterminer les paramètres d'exposition optimums pour chaque facteur de remplissage et mieux apprécier, pour chacun d'eux, la latitude de réglage des paramètres.

Après insolation des motifs, la résine ECI est recuite à 110 °C pendant 60 secondes et est développée dans du développeur MFCD26 pendant 30 à 35 secondes.

### 3.4.3 Gravure ICP-RIE

La gravure des réseaux débute par la gravure de la couche de BARC recouvrant la couche de silice. L'étalonnage du procédé de gravure sur l'équipement ICP-RIE TRIKON OMEGA 201 a permis de déterminer les conditions optimales de pression, de température, de puissance plasma, de tension d'auto-polarisation (BIAS) et de débit des gaz intervenant dans la gravure des différents matériaux. Les conditions obtenues pour la gravure du BARC et SiO<sub>2</sub> sont données dans le tableau IV. Les deux gravures se font à une température de 18 °C et une pression de

5 mTorr. Le BARC est dans un premier temps gravé, puis les conditions sont modifiées pour graver la silice.

	Argon (sccm)	CH <sub>4</sub> (sccm)	CHF <sub>3</sub> (sccm)	O <sub>2</sub> (sccm)	Puissance plasma (W)	BIAS (W)
<b>BARC</b>	5	5	5	25	300	40
<b>SiO<sub>2</sub></b>	-	-	50	-	500	60

Tableau IV: Conditions de gravure du BARC puis de la silice.

La gravure sèche a été choisie car elle permet d'avoir une bonne verticalité des flancs. Pour contrôler la gravure de SiO<sub>2</sub> sur a-Si et ainsi arrêter la gravure sur la couche de a-Si, la vitesse de gravure de a-Si a été déterminée en utilisant les paramètres de gravure de la silice. Elle est environ de 110 nm/min alors que, dans les mêmes conditions, la vitesse de gravure de SiO<sub>2</sub> est de 250 nm/min. Plusieurs tests de calibrations ont permis de minimiser la gravure de la couche de silicium amorphe. Les étapes de gravure et délaquage sont illustrées dans la figure 3.16.

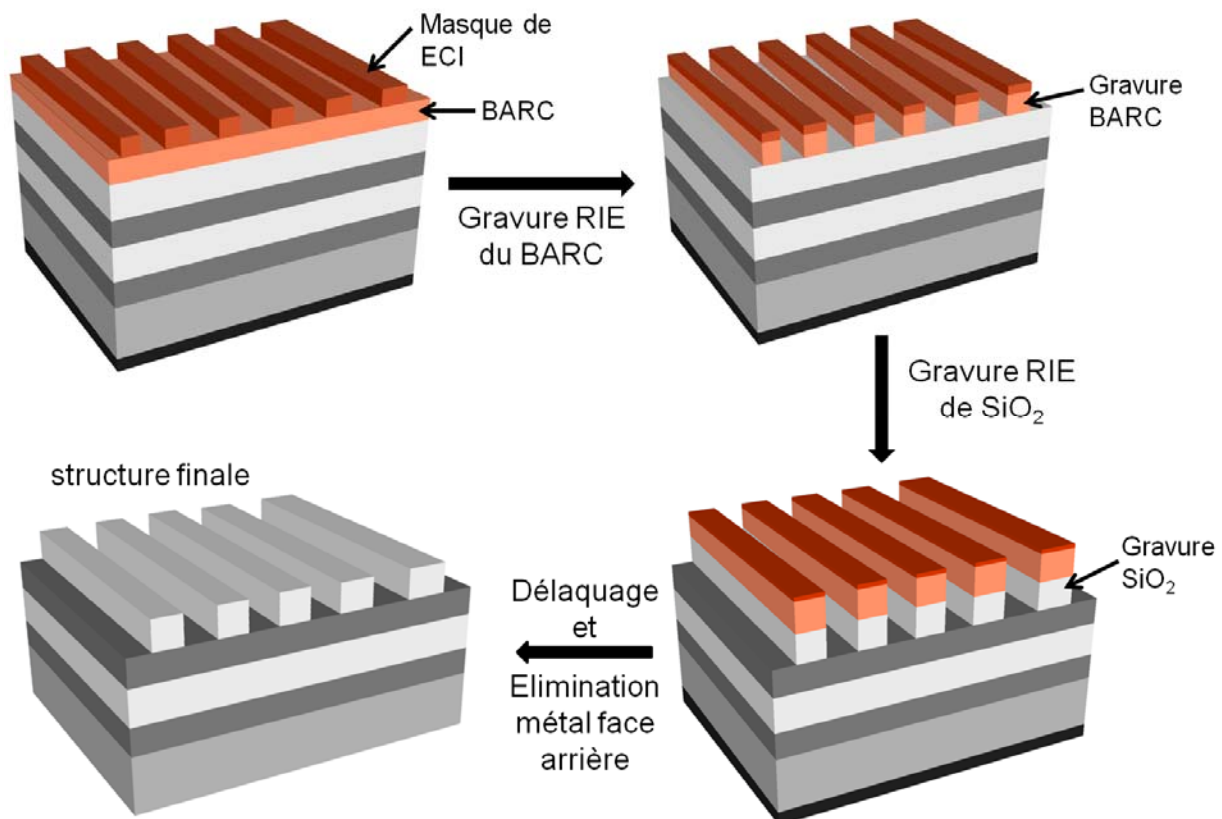


Figure 3.16 : Etapes de gravure du BARC et de la silice, délaquage pour enlever les résines, et élimination de la couche métallique en face arrière. (Le procédé illustré ici est le procédé final sur substrat de verre)

### 3.4.4 Observations des réseaux

A l'issue de l'étape complète d'étalonnage de gravure du BARC et de la silice sur substrat de silicium, les échantillons sont observés au Microscope Electronique à Balayage (MEB). Ces observations ont permis d'étudier l'influence de la dose d'insolation sur la valeur du rapport d'ouverture des réseaux gravés. Les images de la figure 3.17 montrent des réseaux issus du masque-test présentant un rapport d'ouverture de 50% et ayant subi une insolation avec une dose de 1100 J/m<sup>2</sup> (gauche) et 1200 J/m<sup>2</sup> (droite).

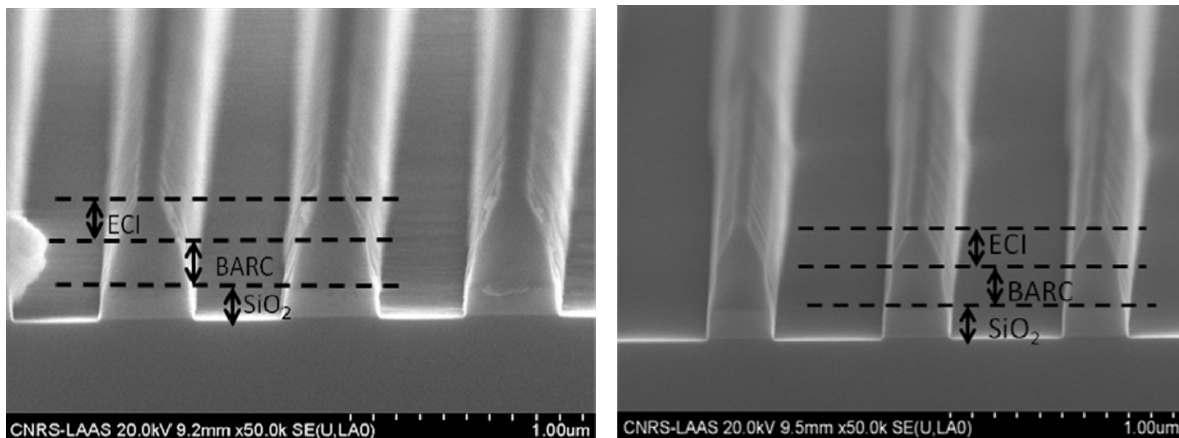


Figure 3.17 : Vue en coupe des réseaux où sont indiquées les couches de SiO<sub>2</sub>, de BARC et de résine ECI. Le masque présente un rapport d'ouverture de 50%.  
(gauche) Dose = 1100 J/m<sup>2</sup>. (droite) Dose = 1200 J/m<sup>2</sup>.

Après gravure, la mesure des rapports d'ouverture obtenus permet de montrer que, pour le transfert d'un masque présentant une telle géométrie, la dose optimale d'insolation se situe entre 1100 et 1200 J/m<sup>2</sup>. De plus, ces images permettent d'observer une très bonne qualité du fond de gravure et une quasi-verticalité des flancs des motifs transférés dans la couche de silice.

La figure 3.18 (vue grossie de la figure 3.17-droite) montre le détail d'une ligne de réseau après insolation avec une dose de 1200 J/m<sup>2</sup>. Nous observons une forte érosion de la couche de résine produite par la gravure ICP, et un début d'érosion de la couche BARC dont les flancs apparaissent légèrement concaves. Une insolation plus importante de la résine contribuerait à accentuer le phénomène observé, ce qui ne permettrait plus de garantir la qualité du motif gravé dans la couche de silice sous-jacente. Par comparaison avec la figure 3.17-gauche où ce phénomène n'apparaît pas, nous pouvons donc estimer que la dose maximum à appliquer lors de l'insolation de la couche de résine est de l'ordre de 1200 J/m<sup>2</sup>.



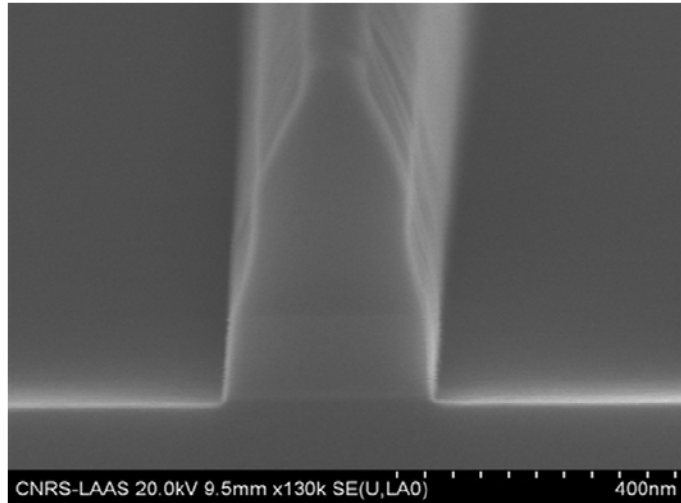


Figure 3.18 : Vue en coupe d'une ligne de réseau obtenu avec un masque ayant un rapport d'ouverture égal à 50% et insolé avec une dose de 1200 J/m<sup>2</sup>.

Deux réseaux, vus de dessus, sont présentés dans la figure 3.19. Ces réseaux sont gravés dans la couche de BARC et la couche de silice, après une insolation de la couche de résine avec une dose de 1150 J/m<sup>2</sup>. Comme précédemment, le rapport d'ouverture visé est de 50%. Le rapport d'ouverture mesuré est de 49.6% ± 1% (figure 3.19-gauche), et 49.8% ± 1% (figure 3.19-droite). Ainsi, pour un masque de réseau présentant un rapport d'ouverture de 50%, une dose d'insolation de 1150 J/m<sup>2</sup> procure un transfert des motifs dans le matériau avec conservation des côtes. Ceci indique l'aboutissement de la démarche d'optimisation du procédé de gravure mis en œuvre pour l'obtention d'un réseau présentant un rapport d'ouverture égal à 50%.

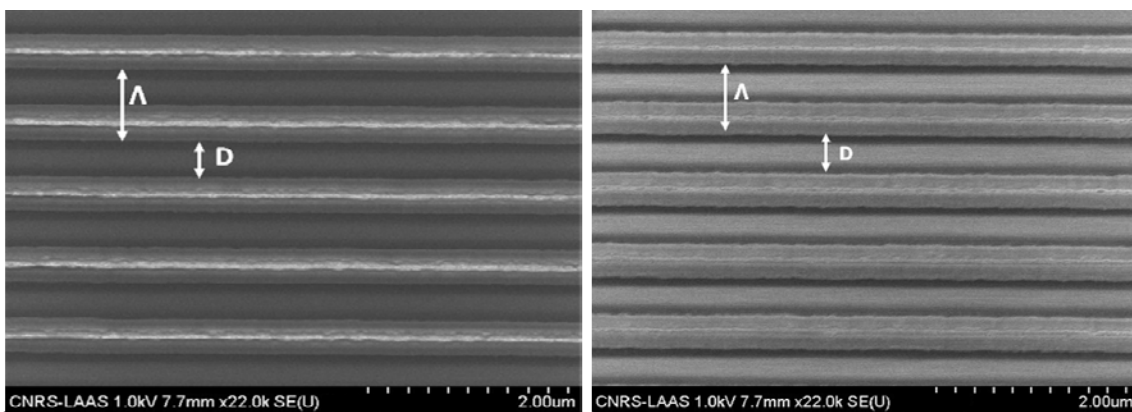


Figure 3.19 : Vue de dessus des réseaux 1D gravés dans la couche de silice surmontée d'une couche de BARC. Une dose d'insolation de 1150 J/m<sup>2</sup> a été appliquée à travers un masque présentant un rapport d'ouverture de 50%. La période de chaque réseau est notée  $\Lambda$  et la largeur des sillons est notée D. A gauche :  $\Lambda = 762 \pm 6$  nm,  $D = 378 \pm 5$  nm. A droite :  $\Lambda = 761 \pm 7$  nm,  $D = 379 \pm 4$  nm.

A l'issue de l'étape complète de gravure, et afin de ne conserver les motifs diffractants que dans la couche de silice, la couche de résine et la couche de BARC sont enlevées par bains successifs d'acétone et d'isopropanol, rinçage à l'eau dé-ionisée et séchage. Puis une attaque standard par plasma oxygène dans les conditions suivantes : 1000 ml d'oxygène à 800 W pendant 15 minutes, permet d'assurer un délaquage complet en éliminant d'éventuels résidus. Nous devons toutefois procéder à un pré-nettoyage de la chambre avec les mêmes conditions pour éviter toutes contaminations. En fin de procédé, le métal déposé en face arrière du substrat est enlevé par une solution commerciale « aluminium etchant » composée d'acide nitrique, d'acide sulfurique et d'eau.

Une vue en coupe au MEB après simple délaquage par voie humide est donnée dans la figure 3.20. Nous pouvons voir une gravure nette des lignes de silice. Par contre, il subsiste encore des résidus de résine qui seront éliminés par l'attaque au plasma oxygène mentionné plus haut.

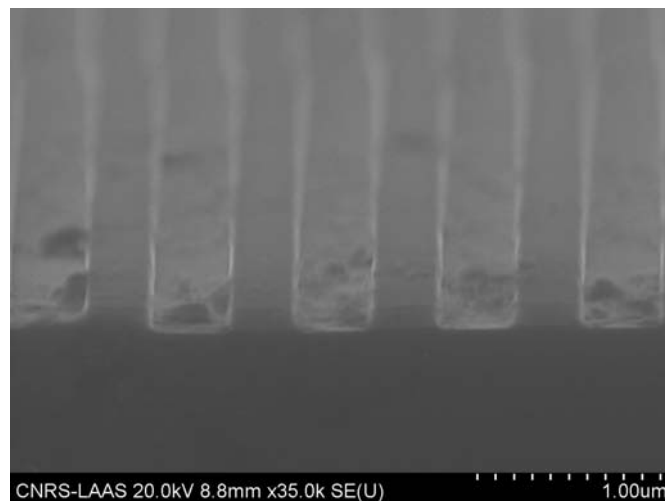


Figure 3.20 : Image MEB en vue de coupe, après délaquage par voie humide, d'un réseau de lignes gravé dans de la silice sur substrat de silicium.

Nous venons de décrire toutes les étapes technologiques menant à la fabrication de la structure à double réseau 1D croisé. A chaque étape, des tests de calibration ont été effectués afin de valider les paramètres retenus. Le prochain pas est d'enchaîner toutes les étapes du procédé technologique pour la réalisation de la structure simplifiée. Après vérification de cet enchaînement, nous pourrions envisager la réalisation de la structure finale du filtre à 4 paires de couches dont la différence essentielle réside dans les étapes de dépôt.

Conclusion technologique : Les nombreux problèmes techniques rencontrés lors de la mise en place et de l'étalonnage des équipements mis en œuvre lors des étapes qui viennent d'être décrites n'ont pas permis d'aboutir à l'enchaînement complet du procédé de fabrication. Cependant, l'avancement des différentes étapes

de calibration et les résultats qui viennent d'être présentés laissent espérer que le procédé technologique complet pourra être appliqué dans les prochaines semaines et que des dispositifs à double réseau résonnant 1D croisé pourront bientôt être testés.

En conséquence, en prévision de la fabrication prochaine du dispositif final, une étude du banc de caractérisation nécessaire à sa validation a d'ores et déjà été menée.

### 3.5 Etude du banc de caractérisation

Les dispositifs réalisés vont être caractérisés au moyen du banc de mesure présenté sur la figure 3.21. Le montage expérimental est conçu de façon à permettre la détermination des performances optiques du filtre, en espace libre, pour un fonctionnement au voisinage de la longueur d'onde de  $1.57 \mu\text{m}$ . Le banc consiste en deux parties distinctes : une première partie fibrée et une deuxième partie en espace libre où sera placé l'échantillon à caractériser.

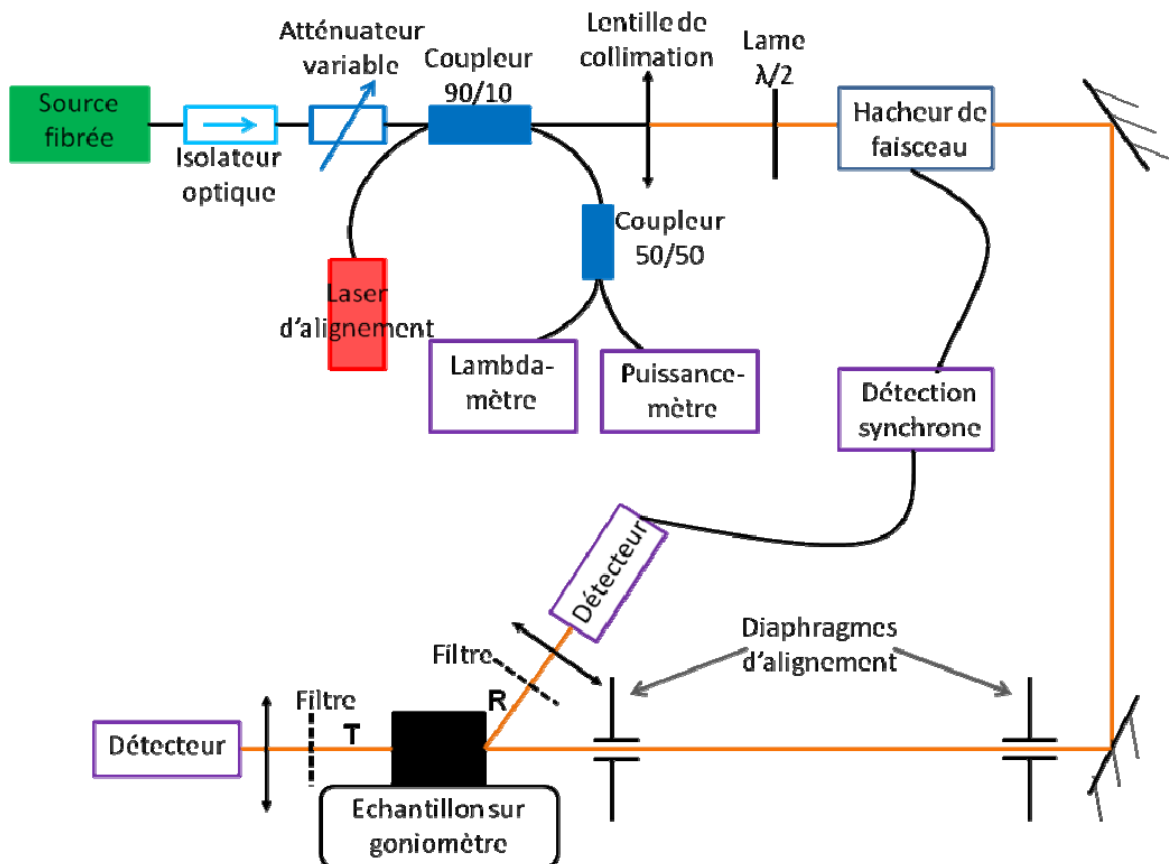


Figure 3.21 : Schéma du banc de caractérisation pour un filtre fonctionnant à  $1.57 \mu\text{m}$ .

Le spectre de réflectivité de l'échantillon sera donc déterminé expérimentalement pour des conditions d'incidence précises. Une attention particulière sera portée sur la mesure de la largeur spectrale, du domaine spectral de réjection, de l'indépendance à la polarisation et de l'accordabilité. A cette fin, le banc de caractérisation devra permettre d'obtenir un contrôle précis des conditions optiques et géométriques d'incidence et une analyse complète du faisceau réfléchi, éventuellement complétée par une analyse du faisceau transmis. L'aspect mécanique du montage expérimental reposera, quant à lui, sur un système de platine-goniomètre permettant d'explorer les différents degrés de libertés pour une résolution angulaire au moins égale au centième de degré.

Pour mener à bien cette caractérisation, une source laser TUNICS fibrée à semiconducteur en cavité étendue émettant au voisinage de  $1.57 \mu\text{m}$  a été choisie. Ce laser de largeur de raie de 100 KHz et de puissance maximum de 6 dBm, est accordable de  $1.530 \mu\text{m}$  à  $1.620 \mu\text{m}$ . Ce laser étant polarisé linéairement, la fibre de sortie est une fibre à maintien de polarisation qui permet de conserver cette caractéristique qui nous intéresse pour étudier les filtres. Les autres composants fibrés que nous utiliserons seront donc également à maintien de polarisation. En sortie de la source, un isolateur optique présentant un coefficient d'isolation de 46 dB sera nécessaire pour protéger la source contre d'éventuels retours de faisceau. Sans cet isolateur, une réflexion parasite, même de faible valeur, pourrait revenir dans le laser et rendre sa longueur d'onde instable et augmenter sa largeur de raie. Ces deux phénomènes nuiraient à la qualité de notre mesure et risqueraient de la fausser. Un atténuateur fibré variable à maintien de polarisation sera placé après l'isolateur optique. Il permettra de modifier la puissance du faisceau sans modification des propriétés de la source laser (longueur d'onde, largeur de raie) et pourra l'atténuer jusqu'à -80 dB. Un coupleur à maintien de polarisation 90/10 sera utilisé pour dévier un dixième du faisceau vers un autre coupleur 50/50 utile pour la caractérisation du faisceau initial. Un lambda-mètre, d'une précision meilleure que 0.01 nm, permettra un ajustement très fin de la longueur d'onde de travail tandis que le puissance-mètre permettra de déterminer la puissance de fonctionnement du laser.

Le reste du faisceau, en sortie du coupleur 90/10, sera envoyé sur une lentille de collimation. Cette lentille permettra à la fois de collimater le faisceau divergent issu de la fibre et de l'élargir au diamètre voulu. En sortie de la fibre, le diamètre du faisceau sera de  $10 \mu\text{m}$  et divergera très rapidement. Selon les besoins de l'étude, une lentille de focale de 25 mm permettra d'obtenir un faisceau collimaté de 5.5 mm de diamètre tandis qu'une focale de 50 mm permettra d'avoir un diamètre de faisceau de 11 mm. Une lame  $\lambda/2$  de diamètre de 1 pouce, placée après la lentille de collimation, permettra d'orienter la polarisation du faisceau qui est restée linéaire grâce à l'utilisation des fibres à maintien de polarisation.

Afin de faciliter la détection du signal en sortie du filtre et de maximiser le rapport signal à bruit, nous utiliserons une détection synchrone. Il faut donc définir

une fréquence de modulation de référence du laser d'analyse. Il est possible que la modulation directe du laser perturbe ses caractéristiques spectrales, ce qui n'est pas souhaitable pour notre étude. Nous utiliserons donc un hacheur de faisceau qui nous permettra de moduler l'intensité du laser sans intervenir sur le laser lui-même. La détection synchrone prendra donc la fréquence du hacheur comme fréquence de référence. Deux miroirs d'argent de diamètre de 2 pouces seront utilisés pour aligner le faisceau et rattraper les éventuelles erreurs d'alignement. Ces miroirs auront une réflexion de 98.5% à 99%. Une paire de diaphragmes variables, de 36 mm de diamètre chacun, sera nécessaire pour aligner le faisceau. L'un deux sera placé après le deuxième miroir tandis que l'autre sera placé juste avant l'échantillon. Cela permettra d'avoir un bon alignement du faisceau laser. La visualisation directe du faisceau à 1.57  $\mu\text{m}$  étant relativement difficile, l'alignement de toute la partie en espace libre sera préalablement réalisée à partir d'un laser He-Ne.

L'échantillon est monté sur un système comprenant une platine permettant un réglage manuel et un goniomètre motorisé (figure 3.22-haut). Le système de translation permettra de positionner l'échantillon dans l'axe du faisceau incident et de choisir la zone à éclairer. Le goniomètre motorisé monté au dessus de la platine de translation permettra d'orienter l'échantillon d'un angle  $\theta$  afin de fixer l'angle d'incidence avec une précision de  $0.01^\circ$ . Pour contrôler l'orientation du plan d'incidence c'est-à-dire l'angle azimutal  $\Phi$ , l'échantillon sera monté sur un support permettant de le faire tourner dans son plan. Le support de l'échantillon est placé de sorte à être tangentiel à l'axe de rotation du goniomètre. Un contrôle de ce dernier pourra être réalisé au moyen d'une lunette fixe, dite lunette « axiale », munie d'un réticule et placée au-dessus de l'échantillon. Enfin, un plateau tangentiel permet de contrôler l'horizontalité du plan d'incidence.

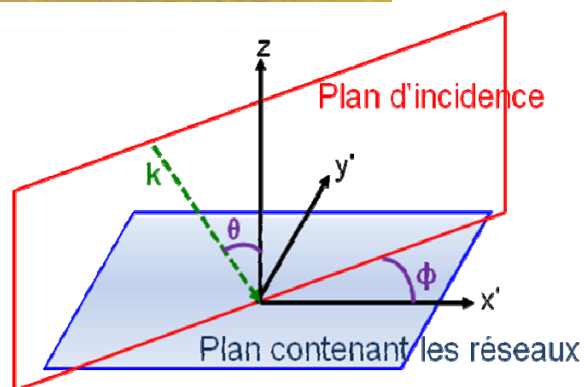
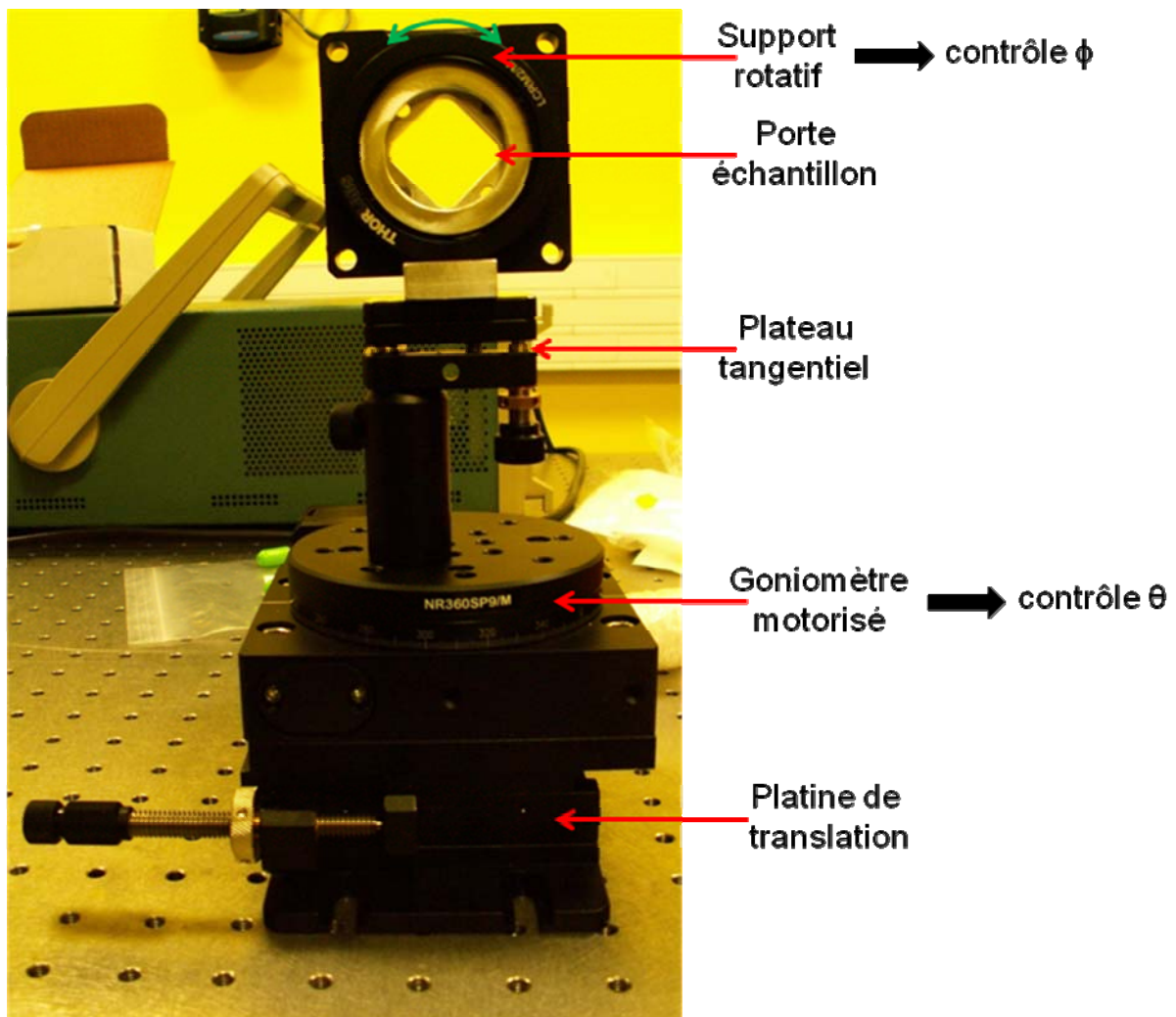


Figure 3.22 : (Haut) Montage du support de l'échantillon comprenant une platine de translation manuelle en  $y$  et  $z$ , un goniomètre motorisé et un support rotatif permettant de régler avec précision les angles d'incidences polaire  $\theta$  et azimutal  $\Phi$ . (Bas) Représentation schématique des angles d'incidences  $\theta$  et  $\Phi$ , le plan d'incidence, le plan contenant les réseaux et le vecteur incident  $k$ .

Un détecteur sera placé de sorte à analyser le faisceau réfléchi. Un filtre passe-haut, permettant de filtrer tous les parasites éventuels du signal et une lentille convergente de grand diamètre (typiquement un diamètre de 50 mm et une focale de 40 mm) seront placés en amont du détecteur. La lentille permettra de collecter toute

la puissance du faisceau réfléchi pour la focaliser sur le détecteur. Une caméra InGaAs refroidie pourra aussi être utilisée pour faire l'imagerie du faisceau réfléchi et l'imagerie en surface du filtre. Une possibilité aurait également pu être d'utiliser une caméra CCD équipée d'un revêtement au phosphore, qui convertit le signal infrarouge en un signal détectable par la caméra. Malheureusement, l'efficacité de ce système dépend énormément de la longueur d'onde visée, et s'avère inefficace à la longueur d'onde étudiée ici. Pour des filtres fonctionnant en transmission, le détecteur et la caméra pourront être placés après l'échantillon afin d'analyser le faisceau transmis.

Enfin, pour étalonner le détecteur, une mesure de la puissance dite « de référence » sera réalisée avant la caractérisation de l'échantillon. Elle consistera à remplacer le détecteur par un puissance-mètre et l'échantillon par un miroir d'or de réflectivité connue. La mesure de la puissance du faisceau ainsi réfléchi permettra de déterminer ultérieurement la réflectivité réelle du filtre testé.

## 3.6 Conclusion

Ce chapitre a porté sur la conception, la réalisation et la caractérisation d'un filtre spectral travaillant en réflexion pour des applications spectroscopiques dans le domaine du proche infrarouge. L'application visée est plus particulièrement au voisinage de la longueur d'onde de  $1.57 \mu\text{m}$  qui, au-delà de ses applications pour les télécommunications, est de première importance pour la détection du dioxyde de carbone. La structure retenue pour ce filtre est la structure à double réseau résonnant 1D croisé issue de l'étude théorique des chapitres précédents. Nous avons tout d'abord montré que la gamme spectrale visée ici autorise la mise en œuvre de la technologie CMOS pour la réalisation des dispositifs. Cette technologie, très diffusée et bien maîtrisée dans le domaine de la microélectronique, offre l'avantage d'être conçue pour des réalisations collectives et reproductibles sur des substrats pouvant être de grandes dimensions. Ceci nous a conduits à travailler avec des substrats de verre de 4 pouces de diamètre et, parmi les matériaux couramment utilisés dans la filière CMOS, nous avons opté pour le silicium amorphe et la silice qui, contrairement aux composés nitrurés, offrent des contrastes d'indice importants et des caractéristiques physiques permettant le dépôt de couches de diverses épaisseurs et stables dans le temps.

Une première étude de conception, d'après des caractéristiques de matériaux fournies dans la littérature, a permis de définir un empilement de quatre paires de couches a-Si / SiO<sub>2</sub> conduisant à des performances théoriques de filtrage caractérisées notamment par une réflectivité de 100% à la longueur d'onde de  $1.575 \mu\text{m}$ , avec une largeur spectrale de  $0.102 \text{ nm}$  et un fonctionnement indépendant

de la polarisation. Afin de réaliser un premier prototype, et après avoir étalonné les étapes de dépôts sur les équipements du laboratoire, une structure simplifiée comportant deux paires de couches et intégrant les caractéristiques nouvellement mesurées a été étudiée. L'effort technologique a ensuite porté sur la réalisation des réseaux de diffraction et sur la maîtrise de tous leurs paramètres géométriques par la mise en œuvre d'une procédure d'insolation originale notamment. Afin d'obtenir deux réseaux unidimensionnels identiques, nous avons choisi de réaliser, simultanément, deux demi-structures devant être découpées et assemblées par leur substrat pour former le filtre. Les motifs diffractants sont insolés de sorte à ce que leurs traits présentent une orientation bien définie par rapport au substrat. De cette façon, après découpe et assemblage ultérieur "dos à dos" des deux demi-structures, les directions de périodicité des deux réseaux seront décalées de l'angle recherché pour procurer le fonctionnement optimum du filtre sous l'incidence visée. De façon plus générale, des étapes d'étalonnage systématiques ont permis de définir avec précision les différents paramètres technologiques garantissant la réalisation d'un filtre selon les caractéristiques recherchées. Ainsi, aujourd'hui, toutes les étapes du procédé de fabrication sont étalonnées et leur enchaînement a été défini. Cependant, au cours des derniers mois, des problèmes techniques affectant divers équipements de la centrale de technologie n'ont pas permis de mener à bien la réalisation complète du prototype dans les délais impartis. Néanmoins, en vue d'une réalisation prochaine, nous avons étudié la mise en place d'un banc de caractérisation dédié à la détermination expérimentale des performances de cette nouvelle structure de filtre spectral.



# Références

- [1] R. W. Day, S. Wang and R. Magnusson. Filter-response line shapes of resonant waveguide gratings. *Journal of Lightwave Technology*, 14:1815–1824, 1996.
- [2] A. Sharon, D. Rosenblatt and A. A. Friesem. Resonant grating–waveguide structures for visible and near-infrared radiation. *Journal of the Optical Society of America, A*, 14:2985–2993, 1997.
- [3] G. Levy-Yurista and A. A. Friesem. Very narrow spectral filters with multilayered grating-waveguide structures. *Applied Physics Letters*, 77:1596–1598, 2000.
- [4] A. Donval, E. Toussaere, J. Zyss, G. Levy-Yurista, E. Jonsson and A. A. Friesem. Novel polymer-based resonant grating-waveguide structures. *Synthetic Metals*, 124:19–22, 2001.
- [5] T. Katchalski, E. Teitelbaum and A. A. Friesem. Towards ultranarrow bandwidth polymer-based resonant grating waveguide structures. *Applied Physics Letters*, 84:472–474, 2004.
- [6] D. W. Peters, R. R. Boye, J. R. Wendt, R. A. Kellogg, S. A. Kemme, T. R. Carter and S. Samora. Demonstration of polarization-independent resonant subwavelength grating filter arrays. *Optics Letters*, 35:3201–3203, 2010.
- [7] A. Sentenac and A.-L. Fehrembach. Angular tolerant resonant grating filters under oblique incidence. *Journal of the Optical Society of America, A*, 22:475–480, 2005.
- [8] A.-L. Fehrembach, A. Talneau, O. Boyko, F. Lemarchand and A. Sentenac. Experimental demonstration of a narrowband, angular tolerant, polarization independent, doubly periodic resonant grating filter. *Optics Letters*, 32:2269–2271, 2007.
- [9] A.-L. Fehrembach, F. Lemarchand, A. Talneau and A. Sentenac. High Q polarization independent guided-mode resonance filter with “doubly periodic” etched ta2o5 bidimensional grating. *Journal of Lightwave Technology*, 28:2037–2044, 2010.
- [10] D. Lacour, G. Granet, J.-P. Plumey and A. Mure-Ravaud. Polarization independence of a one-dimensional grating in conical mounting. *Journal of the Optical Society of America, A*, 20:1546–1552, 2003.

- [11] G. Niederer, H. P. Herzig, H. Thiele J. Shamir, M. Schnieper and C. Zschokke. Tunable, oblique incidence resonant grating filter for telecommunications. *Applied Optics*, 43:1683–1694, 2004.
- [12] G. Niederer, W. Nakagawa, H. Herzig and H. Thiele. Design and characterization of a tunable polarization-independent resonant grating filter. *Optics Express*, 13:2196–2200, 2005.
- [13] A.-L. Fehrembach and A. Sentenac. Unpolarized narrow-band filtering with resonant gratings. *Applied Physics Letters*, 86:121105, 2005.
- [14] O. Boyko, F. Lemarchand, A. Talneau, A.-L. Fehrembach and A. Sentenac. Experimental demonstration of ultrasharp unpolarized filtering by resonant gratings at oblique incidence. *Journal of the Optical Society of America, A*, 26:676–679, 2009.
- [15] T. Clausnitzer, A. V. Tishchenko, E.-B. Kley, H.-J. Funchs, D. Shelle, O. Parriaux and U. Kroll. Narrowband, polarization-independent free-space wave notch filter. *Journal of the Optical Society of America, A*, 22:2799–2803, 2005.
- [16] B.T. Sullivan and J. A. Dobrowolski. Implementation of a numerical needle method for thin-film design. *Applied Optics*, 35:5484–5492, 1996.
- [17] L. Li. New formulation of the fourier modal method for crossed surface-relief gratings. *Journal of the Optical Society of America, A*, 14:2758–2767, 1997.



# Chapitre 4

## Etude de faisabilité d'un filtre à réseau résonnant fonctionnant à 4.65 $\mu\text{m}$

### 4.1 Introduction

Le moyen infrarouge est un domaine spectral offrant de nombreuses applications, notamment dans le domaine environnemental. En effet, avec l'accroissement des pays industrialisés, les quantités de gaz polluants rejetés dans l'atmosphère ont considérablement augmenté ces dernières années. Par conséquent, il est devenu primordial de surveiller avec précision les concentrations de ces gaz contribuant au réchauffement climatique, ce qui constitue un objectif important des recherches actuelles.

Les molécules absorbant le plus de rayonnement infrarouge sont les molécules triatomiques ou les molécules non symétriques dont font partie de nombreux gaz à effet de serre comme, par exemple, la vapeur d'eau, le  $\text{CO}_2$ , le  $\text{CH}_4$  ou le  $\text{CO}$ . Ils ont des propriétés d'absorption ou de réémission dans l'infrarouge thermique qui correspond au domaine d'émission du système Terre – Atmosphère.

Nous nous intéressons ici à la détection spectroscopique du monoxyde de carbone ( $\text{CO}$ ) dont la raie d'absorption la plus intense se situe à la longueur d'onde de 4.65  $\mu\text{m}$  (figure 4.1)

L'objectif de ce chapitre est donc de mener une étude de faisabilité de filtres à réseaux résonnants travaillant dans cette fenêtre spectrale où les filtres multicouches conventionnels ne permettent pas d'atteindre les performances requises. Pour ces travaux, nous avons choisi de nous appuyer sur une structure simple de filtre à réseau résonnant bidimensionnel. Contrairement à l'étude développée dans les chapitres précédents et qui mettait en œuvre une structure innovante, il s'agira donc ici d'un filtre comportant un réseau unique à deux dimensions dont les

caractéristiques seront précisées ultérieurement. Ainsi, nous allons focaliser nos travaux sur le défi important que constitue la faisabilité et la caractérisation d'un filtre fonctionnant dans le moyen infrarouge, en faisant appel à un type de structures déjà publié dans la littérature pour des applications à d'autres longueurs d'onde.

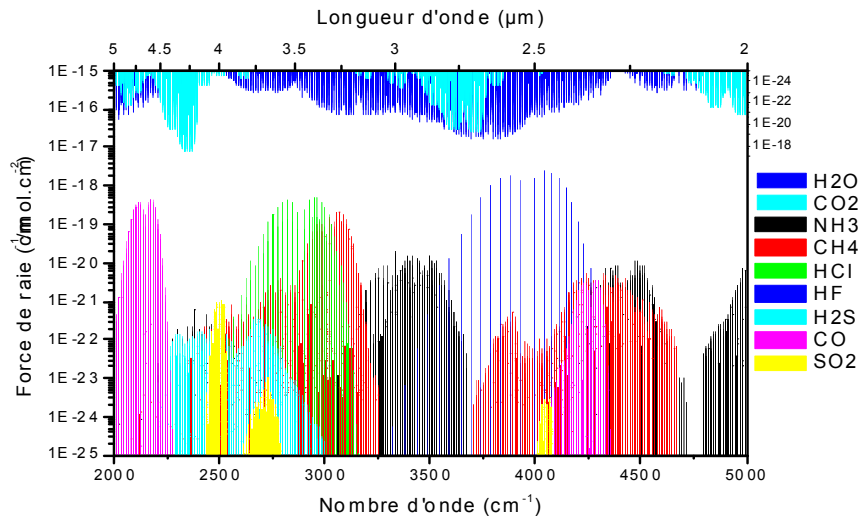


Figure 4.1 : Intensité des raies d'absorption dans la gamme 2-5 µm

Le filtre envisagé est donc un filtre fonctionnant en réflexion, sous incidence oblique ( $\sim 10^\circ$ ), centré sur la longueur d'onde de 4.65 µm, et dont les performances visées pour la détection du monoxyde de carbone sont les suivantes :

- Largeur spectrale de 0.5 nm
- Domaine spectral de réjection de 50 nm de part et d'autre de la bande passante
- Taux de réjection  $\geq 100$
- Indépendance à la polarisation
- Accordabilité sur une bande de 20 nm de large

## 4.2 Etat de l'art

Le moyen infrarouge a suscité un grand intérêt ces dernières années pour le développement de nouveaux types de lasers. En complément des émetteurs, il y a aussi un besoin de développer des spectromètres dans le moyen infrarouge pour des applications où l'absorption de modes vibrationnels de molécules peut être

détectée et mesurée. Cette technique est l'une des plus connues et utilisées pour l'analyse de molécules pour la biologie ou pour la surveillance environnementale. Des détecteurs utilisant des filtres Fabry-Pérot micro-usinés ont été démontrés dans la gamme spectrale 3-5  $\mu\text{m}$  avec des largeurs spectrales voisines de 100 nm [1]. Cependant, leur fabrication s'avère coûteuse et trop complexe si ces composants doivent être étendus à une gamme spectrale plus large.

Une alternative avantageuse est l'utilisation de filtres à réseaux résonnants. Plusieurs démonstrations ont été réalisées dans la gamme des micro-ondes [2], du visible [3], ou du proche infrarouge [4, 5, 6]. Un premier dispositif fonctionnant au voisinage de 3.5  $\mu\text{m}$  a été démontré expérimentalement pour la détection de liaisons C-H [7]. Il est basé sur un réseau résonnant unidimensionnel, attaqué en polarisation s, sous incidence quasi-normale ( $\theta < 1^\circ$ ). Il est caractérisé par une réflectivité comprise entre 70% et 80%, et une largeur spectrale voisine de 50 nm. Mis à part ces travaux récents dans le domaine du moyen infrarouge utilisant des guides résonnants, aucune autre étude n'a été menée, à notre connaissance.

## 4.3 Structure du filtre étudié

### 4.3.1 Choix des matériaux

D'après les équations de Maxwell, le principe de fonctionnement d'un filtre à réseaux résonnants est invariant par changement d'échelle, donc par changement de longueur d'onde. Il est alors inutile de refaire ici l'étude théorique sur le fonctionnement du filtre. En revanche, le changement de longueur d'onde implique de mener une étude de matériaux afin de déterminer ceux qui seront les mieux adaptés à la nouvelle gamme spectrale.

Nous avons vu, dans le chapitre précédent, que les matériaux choisis pour la fabrication de filtres fonctionnant à 1.57  $\mu\text{m}$  étaient des matériaux issus de la microélectronique silicium. Ces derniers sont largement utilisés pour des applications dans le domaine du proche infrarouge. Cependant, ces matériaux ne sont pas compatibles avec une utilisation dans le moyen infrarouge car ils présentent, dans cette gamme de longueurs d'onde, une absorption qui nuit grandement aux performances de filtrage recherchées. En effet, les filtres à réseaux résonnants sont caractérisés par des facteurs de qualité élevés qui imposent généralement l'utilisation de matériaux présentant des coefficients d'absorption inférieurs à  $10^{-4}$ .

Parmi les matériaux répondant à cette contrainte, les critères de sélection sont alors basés essentiellement sur la faisabilité technologique. En effet, les matériaux compatibles avec la gamme spectrale envisagée seront choisis de sorte à ce que leur élaboration soit aisément maîtrisable par les procédés généralement mis en œuvre, comme par exemple la croissance épitaxiale par jets moléculaires.

Certains matériaux semiconducteurs tels que ZnSe, CaF<sub>2</sub> ou SiGe n'ont pas été retenus car leur croissance épitaxiale est très difficile. En effet, ces matériaux sont mécaniquement très contraints et, par conséquent, des craquelures sont fréquemment observées sur les couches épitaxiées.

Les alliages semiconducteurs III-V sont, quand à eux, largement utilisés dans la gamme spectrale 1-12 μm pour la fabrication de VCSELs [8, 9], de lasers à cascade [10], de diodes électroluminescentes [11, 12] ou des détecteurs inter-sous-bandes [13]. Ce sont donc des matériaux largement connus et maîtrisés. Parmi ces alliages, la filière qui nous a particulièrement intéressés est la filière GaAs qui présente des matériaux de choix pour tout ce qui concerne la réalisation de composants électroniques et optoélectroniques. Ces matériaux présentent d'excellentes propriétés optiques dans la gamme spectrale envisagée ici, notamment ils sont transparents sur une grande plage de longueurs d'onde allant de 0.9 μm à 17 μm [14]. De plus, ces matériaux peuvent être épitaxiés uniformément sur de grandes surfaces, condition nécessaire pour une exploitation dans le moyen infrarouge. Ces matériaux permettent également le dépôt d'un grand nombre de couches avec de bons contrôles, à la fois sur la composition des matériaux et sur l'épaisseur déposée. Par conséquent, ils permettent d'obtenir des bonnes précisions sur l'indice optique des couches semiconductrices élaborées. Enfin, étant donné que le GaAs et l'AlGaAs sont des matériaux très utilisés pour l'optoélectronique, leur technologie est diffusée et maîtrisée dans la plupart des centrales de technologie du domaine, notamment dans celle de notre laboratoire.

### 4.3.2 Structure schématique du filtre

Outre les nombreux avantages qui viennent d'être cités, la filière GaAs présente quelques limitations pour nos applications. Ces limitations, intrinsèques aux alliages GaAs / GaAlAs, sont essentiellement :

- l'oxydation rapide, au contact de l'air, de l'aluminium contenu dans l'alliage GaAlAs. Cette oxydation peut former une couche non homogène détériorant les performances d'un réseau qui y serait gravé. Par conséquent, la couche supérieure de l'empilement multicouche envisagé sera uniquement constituée de GaAs. Toutefois, ce matériau présente un indice de réfraction supérieur à celui du GaAlAs, ce qui constitue ici un handicap. En effet, le fait d'avoir le

réseau dans cette couche supérieure de haut indice complexifie la conception de la structure antireflet et augmente aussi la sensibilité aux éventuelles erreurs de fabrication.

- la rugosité aux interfaces est accentuée par le dépôt de  $\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{As}$  sur AIAs. De manière générale, pour atténuer cette rugosité, les couches de  $\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{As}$  à fort taux d'aluminium doivent être séparées par une couche de GaAs. Dans notre cas, par souci de qualité des interfaces, nous projetons donc un empilement qui ne sera constitué que d'une alternance de couches en GaAs ( $n = 3.3$ ) et AIAs ( $n = 2.86$ ).
- l'utilisation d'un substrat à haut indice (GaAs), imposée par la filière GaAs, fait qu'il est difficile de confiner un seul mode guidé dans la structure multicouche, sans que ce dernier ne soit sensible au substrat. Ce point sera détaillé dans l'étude théorique qui va suivre.

On peut remarquer ici que, pour limiter les contraintes induites par le substrat de haut indice, une solution serait d'utiliser la filière  $\text{In}_{(1-x)}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{(1-y)}$ . Dans ce cas, le substrat InP serait de bas indice par rapport aux matériaux utilisés pour l'empilement multicouche. De ce fait, il y aurait moins de modes à pertes dans la structure et il serait donc plus facile d'isoler un mode guidé. Toutefois, les matériaux à base de InP présentent un faible contraste d'indice, ce qui rend difficile l'optimisation de la structure antireflet nécessaire à l'obtention des performances de filtrage visées. De plus, l'épitaxie de ces matériaux est difficile, notamment pour les grandes épaisseurs nécessaires au filtrage dans la gamme spectrale étudiée, et le dépôt sur de grandes surfaces n'est pas encore maîtrisé. L'ensemble de ces raisons nous a donc confortés dans le choix de la filière GaAs pour la conception du filtre projeté.

Prenant en compte les limitations qui viennent d'être décrites, l'empilement multicouche constituant la structure du filtre a pu être défini. Le schéma de la structure retenue est donné dans la figure 4.2. Cette structure est ainsi constituée d'une alternance de couches AIAs / GaAs épitaxiée sur un substrat en GaAs et présentant une couche supérieure en GaAs.



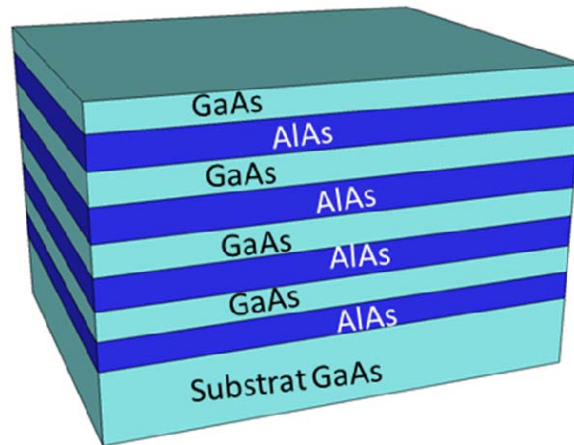


Figure 4.2: Schéma de l'empilement multicouche, sur un substrat GaAs, constituant la structure du filtre.

## 4.4 Etude théorique des performances du filtre

Jusque là, nous nous sommes essentiellement concentrés sur l'empilement multicouche du filtre mais n'avons pas décrit la structure diffractante. Comme indiqué dans l'introduction, cette dernière sera constituée par un réseau de diffraction bidimensionnel (2D) qui a été choisi en fonction de travaux précédents publiés dans la littérature. Dans le cadre de l'étude de faisabilité menée ici, et pour des raisons de simplification technologique, nous avons choisi un réseau 2D de trous, à maille carrée.

Pour la suite, nous considérerons donc que le réseau de diffraction réalisé dans la couche supérieure du filtre est un réseau 2D de trous identiques de diamètre  $D$ , de profondeur  $h$ , et de même période  $\Lambda$  selon deux directions orthogonales.

### 4.4.1 Optimisation de la structure multicouche

Comme cela a déjà été indiqué, l'utilisation d'un substrat de haut indice est très contraignante pour la conception des filtres à réseaux résonnants. D'autre part, le contraste d'indice assez faible entre les matériaux constituant l'empilement multicouche rend difficile l'optimisation de la structure antireflet. Ainsi, pour obtenir un bon antireflet, il faut augmenter le nombre de paires AlAs / GaAs et, par conséquent, le nombre de modes présents dans la structure. Etant donné que chaque mode génère un pic de résonance dans le spectre de réflectivité, il y aura donc autant de

pics dans le spectre que de modes se propageant dans la structure. De plus, tous ces modes ont tendance à être à pertes dans le substrat qui présente un indice optique élevé. Pour isoler un pic de résonance, il est donc impératif d'isoler un mode propagatif en le maintenant loin du substrat, et d'inhiber la propagation des autres modes présents dans la structure.

Pour illustrer cette problématique, et afin de présenter un caractère plus général que la structure décrite dans le paragraphe précédent, on propose d'étudier ici un premier empilement composé de trois types de couches : couches de GaAs, couches de AlAs, et couches de  $Al_xGa_{(1-x)}As$  présentant des taux d'aluminium différents. Cet empilement est choisi de sorte à favoriser un confinement optique dans ses couches supérieures, c'est à dire dans les couches les plus éloignées du substrat. L'optimisation de la structure antireflet a été réalisée par Fabien Lemarchand, à l'Institut Fresnel, en utilisant le « needle method » [15]. C'est une méthode qui consiste à insérer des couches fines progressivement à des endroits de l'empilement bien définis au préalable. Le procédé d'optimisation est ensuite itéré plusieurs fois jusqu'à atteindre le meilleur antireflet possible. Les différentes épaisseurs des couches de l'empilement ainsi obtenues pour une application à bande large au voisinage de  $4.7 \mu m$ , sont données dans le tableau I.

Matériaux	Epaisseur des couches ( $\mu m$ )	Remarque
$Al_{0.9}Ga_{0.1}As$	0.415	Couche réseau
GaAs	1.146	Couche guidante
AlAs	1.290	
$Al_{0.56}Ga_{0.44}As$	0.934	
AlAs	1.042	
$Al_{0.56}Ga_{0.44}As$	0.394	
AlAs	1.303	
Substrat GaAs	Semi-infini	

Tableau I: Epaisseur des couches de l'empilement comportant plusieurs modes.

Dans la couche supérieure de l'empilement qui vient d'être décrit, on considère maintenant l'existence d'un réseau bidimensionnel que l'on éclaire en incidence oblique ( $\sim 10^\circ$ ). Pour l'ordre zéro de diffraction de cette structure, nous traçons, sur la figure 4.3, les spectres de réflectivité  $R_0$  en trait continu, et de transmission  $T_0$  en pointillé. Ces spectres ont été calculés à l'aide de la méthode modale de Fourier [16] pour un réseau bidimensionnel à maille carrée de période  $\Lambda = 1.596 \mu m$ , dont le motif élémentaire est un trou de diamètre  $D = 0.5 \mu m$  et de profondeur  $h = 0.415 \mu m$ . La courbe en trait épais discontinu représente les pertes dans la structure qui sont définies par :  $A = 1 - R_0 - T_0$ .

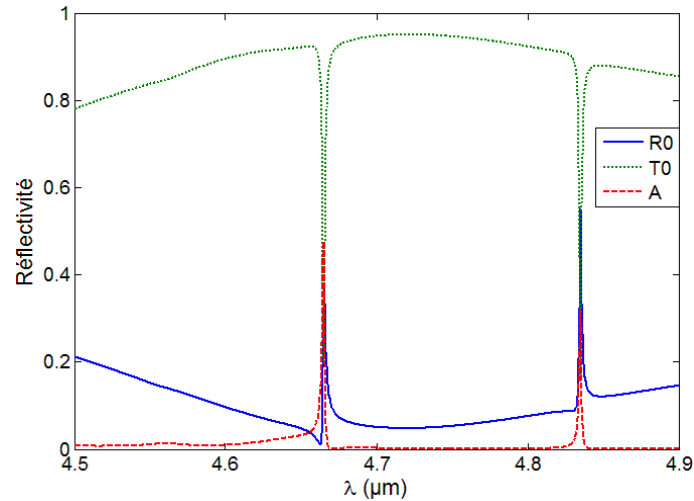


Figure 4.3 : Spectres de réflectivité  $R_0$  (en trait continu) et de transmission  $T_0$  (en pointillé) dans l'ordre 0 de diffraction de l'empilement défini dans le tableau I, comportant un réseau bidimensionnel de trous de diamètre  $D = 0.500 \mu\text{m}$ , de profondeur  $h = 0.415 \mu\text{m}$ , et de période  $\Lambda = 1.596 \mu\text{m}$  dans la couche supérieure. La courbe en trait épais discontinu représente les pertes définies par  $A = 1 - R_0 - T_0$ .

Nous pouvons remarquer l'apparition de pics de résonances (dont deux d'entre eux sont montrés sur la figure 4.3) qui se traduit par l'excitation de plusieurs modes dans la structure. Il est à noter que ces résonances montrent une perte d'énergie non nulle ( $1 - R_0 - T_0 \neq 0$ ). La plupart de l'énergie est ainsi perdue dans l'ordre de diffraction  $(-1,0)$ , permettant l'excitation des modes observés et propagatifs dans le substrat de haut indice.

Malgré des contrastes d'indice favorables à un confinement optique dans les deux couches supérieures de l'empilement, ce premier exemple de structure à trois types de couches montre qu'il est difficile d'isoler un seul mode guidé. De plus, les modes sont à forte perte dans le substrat. D'autre part, ces contrastes d'indice qui sont assez faibles dans le cœur de la structure ne favorisent pas la réalisation d'un antireflet efficace. Enfin, nous avons indiqué précédemment que, d'un point de vue technologique, le dépôt de couches  $\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{As}$  sur AIAs engendrait une rugosité aux interfaces préjudiciable au fonctionnement du filtre. Dans la suite, nous recentrerons donc notre étude sur la structure présentée au paragraphe précédent et qui repose uniquement sur une alternance de couches AIAs / GaAs.

## 4.4.2 Sélection d'un mode de propagation

Pour éviter les pertes d'énergie dans le substrat, il faut concevoir la structure du filtre de sorte à isoler et favoriser la propagation d'un mode spécifique loin du substrat. Pour cela, il faut que la couche supérieure de haut indice (GaAs) soit assez

épaisse pour jouer le rôle de couche guidante pour ce mode. Ensuite, il faut épaissir quelques couches de bas indice, situées entre la couche guidante et le substrat, d'environ 2 longueurs d'onde optiques afin que la partie imaginaire de l'indice effectif du mode guidé, qui donne une indication sur l'étalement de son champ dans le substrat, soit très faible. Dans ce cas, l'amplitude du champ « à fuite » peut devenir négligeable et donc le mode guidé n'est plus sensible au substrat. Les autres modes propagatifs de la structure, quant à eux, doivent avoir un champ qui empiète sur le substrat. Dans ce cas, ils peuvent être efficacement détruits en introduisant des pertes dans le substrat pour favoriser leur absorption, ou en utilisant un substrat rugueux en face arrière pour provoquer leur diffusion.

Le tableau II montre les différentes épaisseurs des couches de l'empilement AIAs / GaAs dont les propriétés antireflet ont été optimisées après avoir isolé un mode de propagation loin du substrat.

Matériaux	Epaisseur des couches ( $\mu\text{m}$ )	Remarque
GaAs	0.753	Couche réseau
AIAs	0.020	
GaAs	0.669	Couche guidante
AIAs	1.225	
GaAs	0.354	
AIAs	2.025	
GaAs	0.356	
AIAs	0.415	
GaAs	0.391	
AIAs	1.913	
Substrat GaAs	Semi-infini	

Tableau II: Epaisseur de couches de l'empilement AIAs / GaAs optimisé sur un substrat GaAs.

La courbe caractéristique de l'antireflet correspondant à la structure optimisée décrite dans le tableau II est donnée dans la figure 4.4-gauche. Les coefficients de réflexion pour la polarisation s ( $R_s$  en trait continu) et pour la polarisation p ( $R_p$  en trait discontinu) sont reportés. A la longueur d'onde de fonctionnement visée ( $\lambda = 4.65 \mu\text{m}$ ), les valeurs de ces coefficients sont :  $R_s = 1.8 \cdot 10^{-3}$  et  $R_p = 1.6 \cdot 10^{-3}$ .

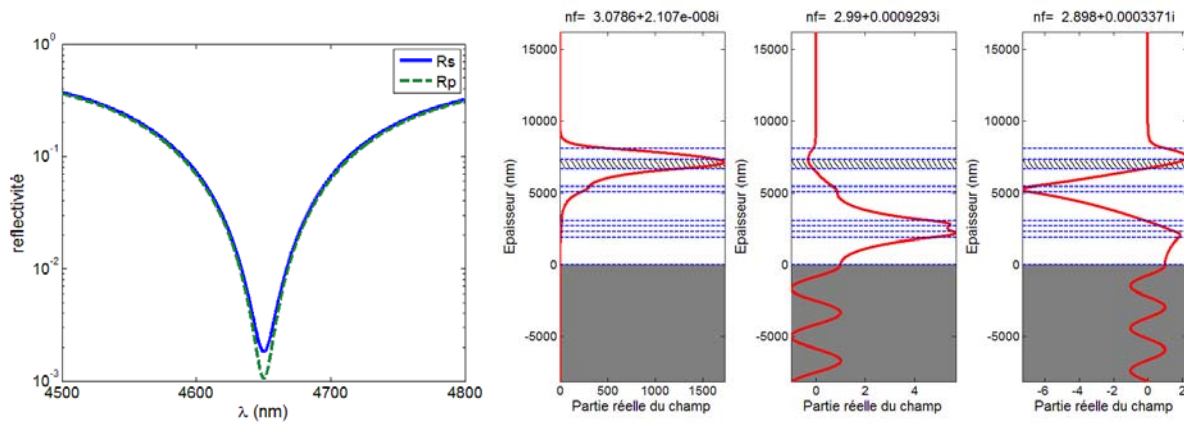


Figure 4.4 : (Gauche) Spectres de réflectivité obtenues pour la structure optimisée décrite dans le tableau II pour les polarisations s (en trait continu) et p (en trait discontinu). (Droite) Modes guidés TE présents dans la structure optimisée. Le champ des modes est représenté en ligne continue. Les lignes horizontales en pointillé montrent les différentes couches de l'empilement : la zone hachurée représente la couche guidante, la zone grise est le substrat GaAs, et le milieu supérieur est de l'air.

Un exemple de modes guidés TE présents dans la structure optimisée est donné dans la figure 4.4-droite. Chaque mode est caractérisé par son indice effectif reporté au-dessus des schémas et nous pouvons observer les différents profils de champ de ces modes tracés en traits pleins. Le premier mode, d'indice effectif 3.0786, a une partie imaginaire de l'ordre de  $10^{-8}$ , ce qui signifie que son absorption par le substrat est négligeable. Ceci est confirmé par l'observation de la courbe représentant son profil de champ. Ce mode guidé est donc bien isolé du substrat et est bien confiné dans la couche guidante (zone hachurée) située immédiatement sous le réseau. Par comparaison, les deux autres modes tracés sur la figure 4.4-droite présentent des indices effectifs dont la partie imaginaire a une valeur située entre  $10^{-4}$  et  $10^{-3}$ . Ces modes sont donc beaucoup plus forts dans le substrat que le premier.

Pour la suite, nous considérons donc le mode guidé isolé loin du substrat et ayant un indice effectif  $n_{\text{eff}} = 3.0786$ . A partir de cet indice effectif, la période  $\Lambda$  du réseau a pu être déterminée en utilisant l'équation de couplage via l'ordre  $(-1,0)$  définie par :

$$\frac{2\pi}{\lambda} \sin(\theta) - \frac{2\pi}{\Lambda} = -\frac{2\pi}{\lambda} n_{\text{eff}} \quad (4.1)$$

Le diamètre  $D$  des trous, et leur profondeur  $h$ , sont quant à eux déterminés en utilisant la méthode perturbative développée dans la thèse de Anne-Laure Fehrembach [17]. C'est une méthode approchée permettant de relier les paramètres de la structure à la forme de la réflectivité, en considérant la profondeur du réseau comme une perturbation ( $h$  est petit devant  $\lambda$ ).

Pour un angle d'incidence  $\theta = 10^\circ$  et pour un angle azimutal  $\Phi = 0^\circ$  (plan d'incidence selon une direction de périodicité du réseau), les spectres de réflectivité ( $R_0$  en trait continu) et de transmission ( $T_0$  en pointillé) dans l'ordre zéro de diffraction sont tracés en fonction de la longueur d'onde incidente (figure 4.5-droite) pour un réseau défini par :  $\Lambda = 1.4298 \mu\text{m}$ ,  $D = 0.320 \mu\text{m}$  et  $h = 0.730 \mu\text{m}$ . Les pertes définies par  $A = 1-(R_0+T_0)$  sont représentées en trait discontinu épais.

L'étude de cette structure montre que les pertes engendrées par le fonctionnement du filtre sont nulles ( $1-R_0-T_0 = 0$ ). En effet, étant donné que le mode guidé est isolé du substrat, son excitation via l'ordre  $(-1,0)$ , propagatif dans le substrat, génère peu de pertes. Ceci permet d'obtenir un pic de résonance présentant un maximum de réflectivité de 100%. D'autre part, ce pic centré en  $\lambda = 4.652 \mu\text{m}$  présente une largeur spectrale de 0.9 nm, ce qui correspond à un facteur de qualité d'environ 5000 pour le filtre considéré. On montre ainsi qu'il existe une solution théorique et, *a priori*, technologiquement accessible pour obtenir un filtre à réseau résonnant performant dans la gamme spectrale du moyen infrarouge.

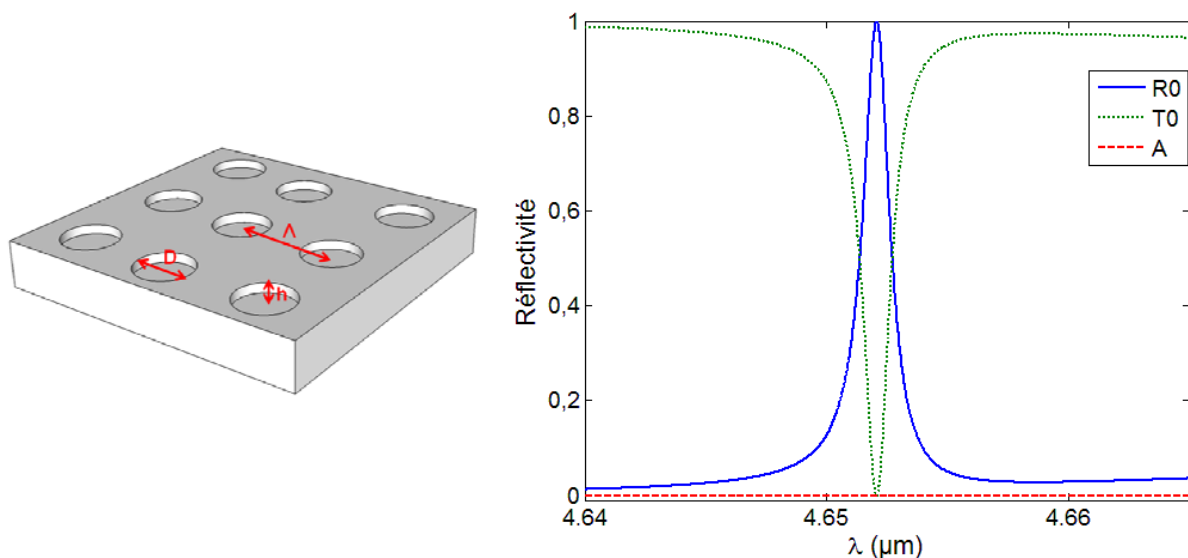


Figure 4.5 : (Gauche) Réseau de trous à maille carrée dont les motifs sont définis par la période  $\Lambda$ , le diamètre  $D$  et la profondeur  $h$  des trous. (Droite) Spectres de réflectivité  $R_0$  (trait continu) et de transmission  $T_0$  (trait pointillé) dans l'ordre 0 de diffraction de l'empilement optimisé du tableau II avec comme paramètres du réseau :  $\Lambda = 1.4298 \mu\text{m}$ ,  $D = 320 \text{ nm}$  et  $h = 730 \text{ nm}$ . Les pertes  $A$  sont représentées en trait discontinu épais.

## 4.5 Caractérisation du filtre

La caractérisation de dispositifs optiques dans la gamme spectrale du moyen infrarouge fait appel à des équipements spécifiques et est généralement considérée comme délicate. C'est pourquoi, avant d'envisager la validation technologique complète du filtre qui vient d'être décrit, nous avons décidé d'établir le cahier des charges et d'étudier la mise en œuvre d'un banc de caractérisation permettant de déterminer les performances de ce type de filtres.

### 4.5.1 Cahier des charges du banc de caractérisation

L'objectif est de déterminer expérimentalement le spectre de réflectivité de chaque filtre réalisé, selon un fonctionnement en espace libre sous des conditions d'incidence maîtrisées. Une attention particulière sera portée sur la largeur spectrale de la réponse du filtre, le domaine spectral de réjection et le taux de réjection. Par conséquent, le montage expérimental sera conçu de sorte à fournir un contrôle précis des conditions d'incidence et une analyse complète du faisceau réfléchi, éventuellement complétée par l'analyse du faisceau transmis.

#### 4.5.1.1 Conditions d'incidence

Le contrôle des conditions d'incidences concerne principalement :

- le diamètre et la divergence du faisceau incident : pour l'analyse d'un filtre ayant une largeur spectrale de 1 nm, un diamètre de faisceau de 1 cm avec une divergence de l'ordre de l'acceptance du filtre, soit un milliradian, est nécessaire. A terme, l'objectif est de pouvoir caractériser un filtre ayant une largeur spectrale de 0.5 nm, ce qui correspond à un diamètre de faisceau d'environ 2 cm.
- l'angle d'incidence doit être mesuré à mieux qu'un dixième de degré près, ce qui est nécessaire pour déterminer la tolérance angulaire du filtre.
- la longueur d'onde du faisceau incident sera contrôlée à mieux que 0.1 nm près, grâce à un lambda-mètre. De plus, cette longueur d'onde au voisinage de 4.65  $\mu\text{m}$  devra être accordable sur une plage d'au moins une centaine de nanomètres, permettant ainsi l'étude du domaine de réjection du filtre.

- la largeur spectrale de la source sera inférieure à 0.1 nm.
- la direction de polarisation du faisceau (par rapport au plan d'incidence) sera choisie de sorte à balayer la gamme de polarisation allant de la polarisation s à la polarisation p, avec un contrôle de l'axe de polarisation au degré près, si possible.
- la puissance de la source sera comprise entre quelques milliwatts et quelques dizaines de milliwatts.

### **4.5.1.2 Analyse du faisceau réfléchi**

L'objectif de l'étude est la réalisation et la caractérisation de filtres fonctionnant en réflexion. Par conséquent, le banc de caractérisation sera défini de sorte à permettre, en priorité, une analyse du faisceau réfléchi. Cependant, pour les structures qui le permettront, ce banc pourra éventuellement procurer l'analyse du faisceau transmis, ce qui donnera lieu à une caractérisation plus complète du filtre.

L'analyse du faisceau réfléchi sera principalement menée à partir de :

- la détermination du coefficient de réflexion, en fonction de la polarisation, avec une dynamique supérieure à 20 dB.
- l'imagerie du faisceau réfléchi en surface du filtre.
- l'imagerie du faisceau réfléchi en champ lointain.

### **4.5.2 Définition du banc de caractérisation**

Le schéma du montage expérimental envisagé pour répondre au mieux aux exigences du cahier des charges est représenté sur la figure 4.6.



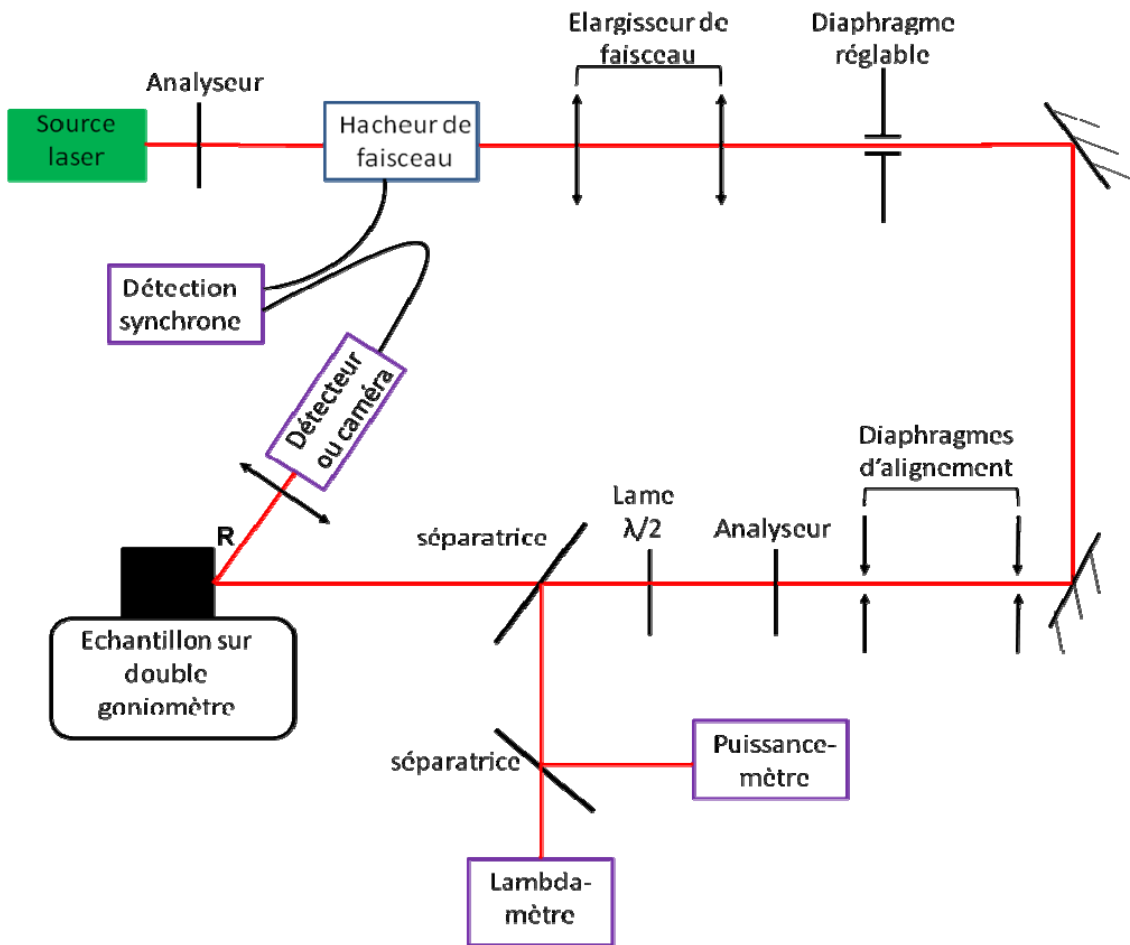


Figure 4.6 : Schéma du banc de caractérisation pour un filtre fonctionnant en réflexion à 4.65  $\mu\text{m}$ .

La source lumineuse sera un laser à cavité externe émettant au voisinage de 4.65  $\mu\text{m}$  avec une largeur spectrale inférieure à 0.1 nm. Cette source sera accordable sur une plage d'au moins 100 nm et fonctionnera en régime continu. Le faisceau émis étant polarisé linéairement, un analyseur orientable sera placé en sortie de la source pour permettre un réglage de la puissance optique avec une grande dynamique et assurer ainsi le fonctionnement optimal des détecteurs et de la caméra.

La caractérisation du dispositif fera appel à un système de détection synchrone dont le hacheur de faisceau sera placé avant le périscope prévu pour faciliter les procédures d'alignement. En sortie du périscope, un élargisseur de faisceau reposant sur deux lentilles convergentes (diamètres 1" et 2", focales 50 mm et 500 mm) permettra d'obtenir un faisceau de diamètre au moins égal à 2 cm. Le diamètre utile sera ensuite fixé par un diaphragme réglable placé en sortie de l'élargisseur.

Avant de tomber sur l'échantillon, et après avoir traversé deux diaphragmes d'alignement nécessaires à un pré-réglage au moyen d'un laser He-Ne, le faisceau

traversera un analyseur suivi d'une lame  $\lambda/2$  permettant d'orienter sa polarisation. Une fraction du faisceau sera alors détournée vers un lambda-mètre et un puissance-mètre au moyen de deux lames séparatrices. Le lambda-mètre, d'une précision meilleure que 0.01 nm, permettra un ajustement très fin de la longueur d'onde de travail.

L'échantillon, placé sur la trajectoire du faisceau, sera monté sur un système de deux goniomètres concentriques motorisés. Ce système fera tourner simultanément l'échantillon d'un angle  $\theta$ , pour fixer l'angle d'incidence à mieux qu'un dixième de degré près, et le bras support de détecteur d'un angle  $2\theta$  pour que, quel que soit l'angle d'incidence, le faisceau réfléchi soit toujours intercepté dans les mêmes conditions. Le détecteur sera en outre précédé d'une lentille convergente permettant de collecter toute la puissance du faisceau réfléchi. De même, une caméra sera utilisée pour effectuer l'imagerie du faisceau réfléchi et l'imagerie en surface du filtre. De plus, afin de contrôler l'orientation du plan d'incidence par rapport aux axes de symétrie du réseau gravé en surface du filtre, l'échantillon sera monté sur un support permettant de le faire tourner dans son plan. Enfin, pour que les variations de l'angle d'incidence ne modifient pas la position du point d'incidence, l'échantillon sera monté sur un système de translations permettant, à la fois, de choisir la zone éclairée sur le filtre et de placer la face supérieure de celui-ci tangentiellement à l'axe de rotation du montage goniométrique. Le contrôle de ce dernier point sera obtenu au moyen d'une lunette fixe, munie d'un réticule, placée au-dessus du support d'échantillon et préalablement réglée sur son axe de rotation.

Pour les échantillons qui le permettront, le détecteur et la caméra pourront être placés dans le prolongement du faisceau incident afin de mener une analyse du faisceau transmis par le filtre.

Outre la source laser accordable, le lambda-mètre et la caméra infrarouge qui représentent un investissement conséquent, le banc de caractérisation devra faire appel à des éléments d'optique adaptés à la gamme spectrale explorée et dont les principales caractéristiques sont les suivantes :

- miroirs : revêtement en or
- lentilles :  $\text{CaF}_2$  ou  $\text{ZnSe}$  traitées antireflet
- lames séparatrices :  $\text{CaF}_2$  ou  $\text{ZnSe}$
- détecteur :  $\text{PbSe}$  ou  $\text{HgCdTe}$

Il est à noter que l'utilisation d'un faisceau de diamètre voisin de 2 cm sur une large partie du banc de caractérisation supposera la mise en œuvre d'éléments d'optique de diamètre 2 pouces.

Ainsi, l'étude qui vient d'être menée met en évidence diverses difficultés qu'il faudra surmonter pour mettre en œuvre un banc de caractérisation adapté à la

mesure des performances de filtres à réseaux résonnants fonctionnant dans le moyen infrarouge. Outre le fait que les optiques de grandes dimensions, nécessaires pour une caractérisation de filtre ayant une largeur spectrale sub-nanométrique, sont couteuses et relativement rares, un des principaux handicaps réside dans la visualisation du faisceau à  $4.65\ \mu\text{m}$ . En effet, dans la gamme spectrale explorée, il n'existe pas de moyen de visualisation aisément utilisable pour l'alignement des différents éléments du banc. De plus, une caractérisation précise des filtres selon les performances attendues supposerait la mise en œuvre d'un système de refroidissement...

L'analyse de l'ensemble de ces contraintes montre donc que, au-delà des éventuelles difficultés technologiques liées à la fabrication des filtres, leur caractérisation selon les performances visées se heurterait à d'importants verrous. Il apparaît ainsi que les filtres à réseaux résonnants dédiés au moyen infrarouge présentent des performances théoriques qu'il serait extrêmement difficile de mesurer expérimentalement. Ce constat nous a alors conduits à différer la poursuite de cette étude.

## 4.6 Conclusion

De nombreuses molécules présentent des raies d'absorption dans le domaine du moyen infrarouge où elles peuvent être détectées et analysées. Cette gamme spectrale offre ainsi une grande diversité d'applications, tant dans le domaine de la biologie que du médical ou de la surveillance environnementale.

Dans ce cadre, notre étude a consisté à étudier la faisabilité technologique et la caractérisation d'un filtre à réseau résonnant en vue de le substituer aux filtres conventionnels dédiés à la détection spectroscopique du monoxyde de carbone. Pour cela nous avons considéré une structure diffractante déjà étudiée pour des applications à d'autres longueurs d'onde et constituée par un réseau bidimensionnel de trous. Nous avons ainsi conçu un filtre spectral fonctionnant en réflexion, spectralement très étroit ( $0.9\ \text{nm}$ ), permettant la détection du CO dont la raie d'absorption se trouve à  $4.65\ \mu\text{m}$ . Le principe de fonctionnement d'un filtre à réseaux résonnants étant invariant par changement d'échelle, le changement de longueur d'onde de travail a donc supposé essentiellement une étude des matériaux compatibles avec la nouvelle gamme spectrale explorée. Parmi les matériaux envisageables, des considérations technologiques nous ont conduits à choisir la filière GaAs. Malgré d'excellentes propriétés optiques dans le moyen infrarouge, associées à un procédé de réalisation connu et maîtrisé, la filière GaAs a suscité néanmoins quelques difficultés au niveau de la conception de la structure du filtre. Ces difficultés, liées à l'utilisation d'un substrat haut indice, ont notamment résidé

dans la sélection d'un mode guidé loin du substrat. Nous avons montré que des choix judicieux lors de la phase de conception du filtre permettraient de confiner un mode propagatif spécifique dans une couche guidante unique et de faire en sorte que le champ de ce mode soit très faible dans le substrat. Le spectre de réflectivité ainsi obtenu répond à une partie du cahier des charges du filtre, à savoir une longueur d'onde de résonance à 4.652  $\mu\text{m}$ , avec 100% de réflectivité et une largeur spectrale inférieure au nanomètre.

L'étude du banc de caractérisation devant être mis en œuvre pour déterminer avec précision les performances du filtre envisagé a mis en évidence d'importants verrous tels que l'absence de moyen de visualisation pour l'alignement des faisceaux ou l'importance de faire appel à d'un système de refroidissement. Ces fortes contraintes nous ont alors conduits à différer la poursuite des travaux. Ainsi, l'étude de l'accordabilité et de l'indépendance à la polarisation n'ont pas été menées pour ce filtre. Cependant, d'après les résultats des chapitres précédents, une telle étude pourrait avantageusement s'appuyer sur une structure de filtre à double réseau croisé en vue d'atteindre les performances visées.

En résumé, nous avons montré qu'il existe une solution théorique et, *a priori*, technologique pour obtenir un filtre à réseau résonnant performant dans la gamme spectrale du moyen infrarouge. Cependant, l'étude de la mise en œuvre d'un banc de caractérisation permettant la mesure des performances de ce filtre a mis en évidence d'importants verrous qui nous ont conduits à différer la poursuite de l'étude.

# Références

- [1] N. Neumann, M. Ebermann, S. Kurth and K. Hiller. Tunable infrared detector with integrated micromachined fabry-perot filter. *Journal of Micro/Nanolithography, MEMS, and MOEMS*, 7:021004, 2008.
- [2] R. Magnusson, S.S. Wang, T.D. Black and A. Sohn. Resonance properties of dielectric waveguide gratings: theory and experiments at 4-18 Ghz. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 42(4):567 –569, apr 1994.
- [3] P. S. Priambodo, T. A. Maldonado and R. Magnusson. Fabrication and characterization of high-quality waveguide-mode resonant optical filters. *Applied Physics Letters*, 83:3248–3250, 2003.
- [4] S. Hernandez, O. Gauthier-Lafaye, A.-L. Fehrembach, S. Bonnefont, P. Arguel, F. Lozes-Dupuy and A. Sentenac. High performance bi-dimensional resonant grating filter at 850nm under high oblique incidence of 60°. *Applied Physics Letters*, 92:31112, 2008.
- [5] A. Sharon, D. Rosenblatt and A. A. Friesem. Resonant grating–waveguide structures for visible and near-infrared radiation. *Journal of the Optical Society of America, A*, 14:2985–2993, 1997.
- [6] D. W. Dobbs and B. T. Cunningham. Optically tunable guided-mode resonance filter. *Applied Optics*, 45:7286–7293, 2006.
- [7] A. K. Kodali, M. Schulmerich, J. Ip, G. Yen, B. T. Cunningham and R. Bhargava. Narrowband midinfrared reflectance filters using guided mode resonance. *Analytical Chemistry*, 82:5697–5706, 2010.
- [8] J. Boucart, R. Pathak, D. Zhang, M. Beaudoin, P. Kner, D. Sun, R. J. Stone, R. F. Nabiev and W. Yuen. Long wavelength mems tunable vcsel with InP–InAlGaAs bottom dbr. *IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS*, 15:1186–1188, 2003.
- [9] A. Ducanhez, L. Cerutti, P. Grech, F. Genty and E. Tournie. Mid-infrared GaSb-based ep-vcsel emitting at 2.63  $\mu\text{m}$ . *Electronics letters*, 45:265–266, 2009.
- [10] C. Sirtori, P. Kruck, S. Barbieri, P. Collot and J. Nagle. GaAs/Al<sub>x</sub>Ga(1-x)As quantum cascade lasers. *Applied Physics Letters*, 73:3486–3488, 1998.
- [11] M. J. Pullin, H. R. Hardaway, J. D. Heber, C. C. Philipps and W. T. Yuen. Room-temperature inassb strained-layer superlattice light-emitting diodes at 4.2  $\mu\text{m}$  with AlSb barriers for improved carrier confinement. *Applied Physics Letters*, 74:2384–2386, 1999.

- [12] M. J. Pullin, H. R. Hardaway, J. D. Heber and C. C. Phillips. Type-II InAs/InAsSb strained-layer-superlattice negative luminescence devices. *Applied Physics Letters*, 75:3437–3439, 1999.
- [13] B.F. Levine. Quantum-well infrared photodetectors. *Journal of Applied Physics*, 74:R1–R81, 1993.
- [14] T. Skauli, P. S. Kuo, K. L. Vodopyanov, T. J. Pinguet, O. Levi, L. A. Eyres, J. S. Harris and M. M. Fejer. Improved dispersion relations for GaAs and applications to nonlinear optics. *Journal of Applied Physics*, 94:6447–6455, 2003.
- [15] B.T. Sullivan and J. A. Dobrowolski. Implementation of a numerical needle method for thin-film design. *Applied Optics*, 35:5484–5492, 1996.
- [16] L. Li. New formulation of the fourier modal method for crossed surface-relief gratings. *Journal of the Optical Society of America, A*, 14:2758–2767, 1997.
- [17] A.-L. Fehrembach. *Réseaux résonnants à Bande Interdite Photonique, nouveaux filtres pour le D.W.D.M.* PhD thesis, Université de droit, d'économie et des sciences d'Aix-Marseille (Aix-Marseille III), 2003.



# Conclusion

La grande sélectivité spectrale des filtres à réseaux résonnants, associée à la simplicité de leur structure reposant sur un faible nombre de couches, en fait des dispositifs potentiellement très concurrentiels des filtres conventionnels de type Fabry-Pérot. Ainsi, leur utilisation dans de nombreux systèmes spectroscopiques, notamment dans des systèmes embarqués pour des applications spatiales, suscite un intérêt grandissant qui a motivé les travaux que nous venons de présenter. En effet, selon leur structure, ces filtres peuvent fonctionner sous incidence oblique en étant indépendants de la polarisation, ce qui constitue une performance très recherchée. De même, par un ajustement de l'angle d'incidence, il est possible d'accorder leur longueur d'onde de fonctionnement sur une plage spectrale pouvant couvrir quelques dizaines de nanomètres. Cependant, au début de notre étude, aucun filtre à réseaux résonnants ne permettait d'accéder à l'accordabilité en longueur d'onde avec conservation de l'indépendance à la polarisation sur la plage d'accord. Nos travaux ont alors été guidés par la recherche d'une solution à ce problème.

Dans ce cadre, nous avons choisi d'orienter nos travaux sur l'étude complète d'un filtre à réseaux résonnants travaillant en réflexion sous incidence oblique et polarisation variable. L'étude a ainsi porté, en premier lieu, sur les outils théoriques à mettre en œuvre pour décrire de façon rigoureuse les conditions d'indépendance à la polarisation pour une telle structure. Dans cette démarche, et pour décrire tous les états possibles de polarisation, nous avons introduit la matrice de diffraction  $\mathbf{S}$  reliant le champ de l'onde incidente au champ de l'onde diffractée et, à partir d'éléments de cette matrice, nous avons donné une expression des coefficients de réflexion et de transmission en énergie. Grâce à ces coefficients, nous avons ensuite étudié les propriétés de filtrage de la structure au voisinage d'une résonance, en considérant le cas classique où la structure est symétrique par rapport à la normale à ses interfaces. Cette étude a montré que la condition nécessaire et suffisante pour obtenir la propriété d'indépendance à la polarisation de l'onde incidente était d'exciter, simultanément, deux modes propres indépendants de la structure du filtre. Les exemples de réseaux résonnants indépendants de la polarisation en incidence oblique et potentiellement accordables en longueur d'onde donnés dans la littérature mettent en œuvre ce principe en excitant simultanément un mode symétrique et un mode antisymétrique par rapport au plan d'incidence correspondant à un plan de symétrie de la structure. En nous appuyant sur un exemple de filtre à réseau résonnant bidimensionnel publié dans la littérature, nous avons alors montré que l'indépendance à la polarisation était bien obtenue pour un angle d'incidence donné,



mais qu'elle n'était pas conservée lorsqu'on modifiait cet angle en vue de l'accord de la longueur d'onde de travail.

La poursuite de l'étude théorique a permis de définir un nouveau principe de fonctionnement rendant compatible l'accordabilité en longueur d'onde et l'indépendance à la polarisation. En effet, contrairement aux approches reposant sur des réseaux résonnants bidimensionnels, notre approche met en œuvre deux réseaux résonnants unidimensionnels identiques, situés de part et d'autre d'un même substrat, et dont les directions de périodicité présentent un angle spécifique. Grâce à cet agencement particulier, la propriété d'indépendance à la polarisation est conservée sur une large gamme d'incidences, à condition que le plan d'incidence soit confondu avec le plan bissecteur des directions de périodicité des deux réseaux. Ainsi, notre étude a mis en évidence une plage d'accord de 90 nm, au voisinage de 1.6  $\mu\text{m}$ , sur laquelle le fonctionnement du filtre est indépendant de la polarisation de l'onde incidente. Cette structure innovante fait actuellement l'objet d'un dépôt de brevet.

Dans la perspective de la réalisation pratique d'un filtre reposant sur cette configuration originale, l'étude a alors porté sur la sensibilité de ses performances à la maîtrise des paramètres technologiques. Dans ce cadre, le recours à des réseaux unidimensionnels de géométrie simple, et la possibilité de faire appel à des techniques de découpe et d'assemblage de ces derniers pour obtenir la configuration finale, sont très favorables au respect des contraintes imposées par la conception. Toutefois, en cas de maîtrise imparfaite des paramètres des réseaux, nous avons montré que le fonctionnement optimal du filtre pouvait être retrouvé en ajustant, à la fois, la position du plan d'incidence et la valeur de l'angle d'incidence.

Afin d'apporter une démonstration expérimentale du fonctionnement simulé numériquement, nos travaux ont alors concerné la conception, la réalisation et la caractérisation d'un filtre dédié à des applications spectroscopiques dans le domaine du proche infrarouge, à 1.57  $\mu\text{m}$ , selon un cahier des charges ambitieux répondant à des besoins formulés par le CNES. Pour cela, nous avons choisi de mettre en œuvre une technologie dérivée de la technologie CMOS, qui garantit une bonne reproductibilité de réalisations collectives sur de grandes surfaces. A partir de matériaux issus de cette technologie, une première étude de conception a permis de définir une structure optimisée reposant sur un empilement de quatre paires de couches. Les performances théoriques de ce dispositif étant globalement en accord avec le cahier des charges, nous avons pu aborder la phase de réalisation. Des procédures systématiques d'étalonnage des différentes étapes technologiques ont alors été menées pour déterminer avec précision les conditions optimales d'élaboration. Dans ce cadre, une attention particulière a été portée sur les réseaux résonnants. En effet, afin d'obtenir deux réseaux unidimensionnels identiques gravés sur deux empilements identiques, nous avons décidé de réaliser deux demi-structures lors d'un unique procédé technologique. Une fois terminées, ces demi-structures seront découpées et assemblées par leur substrat pour former la structure

projetée comportant deux réseaux résonnants 1D croisés suivant un angle précis. La nécessité de respecter cet angle lors de l'étape d'assemblage nous a également conduits à définir une procédure d'insolation non conventionnelle procurant le contrôle de l'orientation des réseaux au dixième de degré près. Ainsi, l'intégralité des étapes de fabrication ont été définies et étalonnées mais leur enchaînement n'a pu être réalisé dans le délai de la thèse, en raison de problèmes techniques ayant affecté successivement différents équipements de la centrale de technologie. Néanmoins, dans la perspective de la suite de ces travaux, nous avons étudié et mis en place un banc de caractérisation dédié à l'étude expérimentale des performances des filtres qui seront prochainement fabriqués.

Le dernier volet de nos travaux a concerné une étude de faisabilité d'un filtre à réseau résonnant dédié à la détection spectroscopique dans la gamme du moyen infrarouge. En nous appuyant sur une structure à réseau bidimensionnel déjà publiée dans la littérature, et en considérant que le fonctionnement d'un filtre à réseau résonnant est invariant par changement d'échelle, notre étude a porté essentiellement sur les matériaux à mettre en œuvre pour la réalisation de ce dispositif. Nous avons montré que la filière GaAs, malgré d'excellentes propriétés optiques et une technologie maîtrisée, imposait une conception délicate du dispositif en raison de l'indice élevé du substrat. Cependant, nous avons également montré que des choix judicieux dans la composition de l'empilement multicouche, tout en restant accessibles technologiquement, permettaient de réaliser des filtres aux performances remarquables, telles qu'une réflectivité de 100% et une largeur spectrale inférieure au nanomètre pour un fonctionnement au voisinage de  $4.65 \mu\text{m}$ . L'étude s'est poursuivie par la conception du banc de caractérisation devant être mis en œuvre pour mesurer les performances des filtres visés. Cette étude a alors mis en évidence plusieurs verrous importants n'autorisant la caractérisation des filtres selon les performances attendues qu'au prix d'efforts et d'investissements conséquents. Ce sont ainsi des difficultés de caractérisation qui nous ont conduits, pour l'instant, à ne pas poursuivre l'étude de filtres à réseaux résonnants fonctionnant dans le domaine du moyen infrarouge.



# Liste de publications

## Brevet

- « Filtre Optique à Réseaux Résonnants Insensible à la polarisation accordable en fonction de l'angle d'incidence », A. Monmayrant, O. Gauthier-Lafaye, A.-L. Fehrembach, K. Chan Shin Yu, A. Sentenac, P. Arguel and J. Loesel, France Patent application 1150021 (3 Janvier 2011)

## Revue internationale à comité de lecture

- « Tunable, polarization independent, narrow-band filtering with one-dimensional crossed resonant grating », A.-L. Fehrembach, K. Chan Shin Yu, A. Monmayrant, P. Arguel, A. Sentenac and O. Gauthier-Lafaye, *Optics Letters*, vol. 36, pp. 1662-1664, 2011
- « Measurement and modeling of 2D hexagonal resonant-grating filter performance », A.-L. Fehrembach, O. Gauthier-Lafaye, K. Chan Shin Yu, A. Monmayrant, S. Bonnefont, E. Daran, P. Arguel, F. Lozes-Dupuy and A. Sentenac, *Journal of the Optical Society of America A*, vol. 27, pp. 1535-1540, 2010

## Congrès Internationaux

- « GaAs based mid-infrared filter with resonant gratings », K. Chan Shin Yu, A.-L. Fehrembach, F. Lemarchand, O. Gauthier-Lafaye, A. Monmayrant, P. Arguel, S. Bonnefont, F. Lozes-Dupuy and A. Sentenac, *Conference on Lasers and Electro-Optics Europe (CLEO 2011)*, 22-26 Mai 2011, Munich, Allemagne
- « Design of a mid-infrared resonant grating filter », K. Chan Shin Yu, A.-L. Fehrembach, O. Gauthier-Lafaye, A. Monmayrant, S. Bonnefont, P. Arguel, F. Lozes-Dupuy and A. Sentenac, *International Semiconductor Conference (CAS 2010)*, 11-13 Octobre 2010, Sinaia, Roumanie
- « 2D hexagonal resonant grating filters performances: measurement and modeling », K. Chan Shin Yu, A.-L. Fehrembach, S. Hernandez, P. Arguel, A. Monmayrant, S. Bonnefont, F. Lozes-Dupuy and A. Sentenac, *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO Europe 2009)*, 14-19 Juin 2009, Munich, Allemagne

## Congrès Nationaux

- « Filtre spectral indépendant de la polarisation à base de réseaux résonnants 1D croisés », K. Chan Shin Yu, P. Arguel, A.-L. Fehrembach, A. Monmayrant, S. Bonnefont, A. Sentenac et O. Gauthier-Lafaye, *Optique Marseille 2011, Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG)*, 4-7 Juillet 2011, Marseille
- « Filtres à réseaux résonnants : performances expérimentales et influence des imperfections », A.-L. Fehrembach, F. Lemarchand, A. Sentenac, O. Boyko, A. Talneau, P. Arguel, S. Bonnefont, K. Chan Shin Yu, O. Gauthier-Lafaye, S. Hernandez, F. Lozes-Dupuy et A. Monmayrant, *Optique Marseille 2011, Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG)*, 4-7 Juillet 2011, Marseille
- « Conception d'un filtre spectral à réseaux résonnants fonctionnant dans le moyen infrarouge », K. Chan Shin Yu, A.-L. Fehrembach, O. Gauthier-Lafaye, A. Monmayrant, S. Bonnefont, P. Arguel, F. Lozes-Dupuy et A. Sentenac, *29<sup>èmes</sup> Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG)*, 20-22 Octobre 2010, Besançon
- « Etude d'un filtre à réseaux résonnants fonctionnant à 4.65  $\mu\text{m}$  », K. Chan Shin Yu, A.-L. Fehrembach, O. Gauthier-Lafaye, A. Monmayrant, S. Bonnefont, P. Arguel, A. Sentenac et F. Lozes-Dupuy, *13<sup>èmes</sup> Journées Nano, Micro et Optoélectronique (JNMO)*, 28 Sept – 1<sup>er</sup> Oct 2010, Les Issambres
- « Filtres spectraux de nouvelle generation, très sélectifs en longueur d'onde, travaillant dans le moyen infrarouge », K. Chan Shin Yu, A.-L. Fehrembach, A. Sentenac, P. Arguel, O. Gauthier-Lafaye, S. Bonnefont et F. Lozes-Dupuy, *Groupement De Recherche Ondes (GDR Ondes)*, 2-4 Novembre 2009, Paris

# Tunable, polarization independent, narrow-band filtering with one-dimensional crossed resonant gratings

A.-L. Fehrembach,<sup>1,\*</sup> K. Chan Shin Yu,<sup>2,3</sup> A. Monmayrant,<sup>2,3</sup> P. Arguel,<sup>2,3</sup> A. Sentenac,<sup>1</sup> and O. Gauthier-Lafaye<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>Institut Fresnel, CNRS, Ecole Centrale Marseille, Aix-Marseille Université, 13013 Marseille, France

<sup>2</sup>CNRS; LAAS; 7 avenue du Colonel Roche, F-31077 Toulouse Cedex 4, France

<sup>3</sup>Université de Toulouse; UPS, INSA, INP, ISAE; UT1, UTM, LAAS; F-31077 Toulouse Cedex 4, France

\*Corresponding author: anne-laure.fehrembach@fresnel.fr

Received January 7, 2011; revised March 10, 2011; accepted March 24, 2011;  
posted March 30, 2011 (Doc. ID 140726); published April 28, 2011

We propose an optical component for widely tunable, narrow-band filtering. It takes advantage of the tunability properties, with respect to the angle of incidence, of guided-mode resonance filters. The intrinsic polarization sensitivity of the resonances is suppressed by exciting the modes through two identical, differently oriented one-dimensional gratings flanking a thick substrate. An example is provided that theoretically shows a polarization independent peak at  $1.6\ \mu\text{m}$  with a  $Q$  factor of 13,000 and a reflectivity greater than 99% at resonance, which is tunable over 100 nm. Finally, we discuss the fabrication limitations and conclude that the proposed configuration is realistic. © 2011 Optical Society of America

OCIS codes: 050.2770, 050.6624, 230.7408, 310.2790, 260.5740.

Resonant grating filters are a promising new generation of narrow-band filters. They are simple structures composed of a subwavelength grating engraved on the top of the stack of a few layers. The grating is designed in such a way that a guided mode of the stack can be excited through a diffraction order for one wavelength, angle, and polarization of incidence. The resonance peak that follows in the reflection spectrum can be infinitely thin, in theory, and reaches a  $Q$  factor greater than 6000 in practice [1]. Moreover, under certain conditions [2], a reflectivity maximum of 100% and a high rejection rate (ratio of the energy at the filtered wavelength to that at adjacent wavelengths) can be obtained. Another interesting feature of such filters is the tunability of their centering wavelength with respect to the angle of incidence [3]. This property is particularly important for imaging spectroscopy applications [4]. Yet, in simple oblique incidence configurations, that is to say when one eigenmode only is excited, the resonance condition is satisfied for one polarization only, which is a strong drawback for applications where the incident light is unpolarized or of unknown polarization. Although several studies were conducted to design polarization-independent resonant grating filters [3,5–13], none, to our knowledge, preserves polarization independence across a large tuning range while offering a high  $Q$  (above 3000) factor for all polarizations. In this Letter, we propose a realistic configuration leading to a polarization-independent filter with a theoretical  $Q$  factor of 13,000, with a reflectivity greater than 99% that is angularly tunable over a 100 nm ( $12^\circ$ ) range.

To begin, we remind two key results that have been obtained in [14] about the behavior of resonant grating filters with respect to the incident polarization. It is proven that for a given wavelength and angle of incidence, the upper and lower bounds of the reflectivity for any incident polarization (not necessarily linear) can be easily calculated. Indeed, they are the two eigenvalues of a  $2 \times 2$  matrix, which is deduced from the zero-order scattering matrix of the structure. Moreover, when one eigenmode is excited, the upper bound reaches 100% if the grating is

symmetrical with respect to the axis normal to the interface of the layers. This is the first key result. The second key result is that the polarizations giving the upper and lower bounds of reflectivity are orthogonal. When one eigenmode is excited, and the symmetry condition fulfilled, the reflectivity will be 100% for one polarization and the reflectivity of the stack (purposely an antireflection coating) for the orthogonal polarization. As a consequence, a necessary and sufficient condition for polarization-independent behavior is that the structure supports two eigenmodes, with orthogonal fields at the same wavelength and angle of incidence. For example, TE and TM guided modes are a couple of orthogonal modes [7–9,11], so are the symmetric and antisymmetric modes that are obtained when the incidence plane is a plane of symmetry of the grating [3,10–13]. Yet, the dispersion relations of these modes, e.g., the relation between their wavelength and constant of propagation, are in general different. To our knowledge, all the reported studies on polarization-independent resonant grating filters aim at superimposing the dispersion relation of two orthogonal eigenmodes at one point [3,7–13].

In this Letter, we propose a different approach: we consider a structure that supports two modes, which are not necessarily orthogonal but which present quasi-identical dispersion relations. Such a configuration can be obtained by placing a thick substrate in between two identical resonant gratings as described in Fig. 1 [15]. More precisely, the top half part of the structure is composed of a one-dimensional (1D) grating periodic along  $Ox$ , engraved on a stack of dielectric layers deposited on a glass substrate. The role of the stack is to support the TE guided mode (electric field orthogonal to the direction of propagation) in the wavelength range of interest, say around  $1.6\ \mu\text{m}$ . The bottom half part is made of the same grating, with the same stack of layers, but is periodic along  $Oy'$ .  $Oxyz$  and  $Ox'y'z$  are two sets of orthogonal bases associated with the top and bottom gratings, respectively, with an angle  $\xi$  between  $Ox$  and  $Ox'$  ( $\xi$  is counted positively counterclockwise). Considering the substrate is thick enough ( $350\ \mu\text{m}$ ), we can say

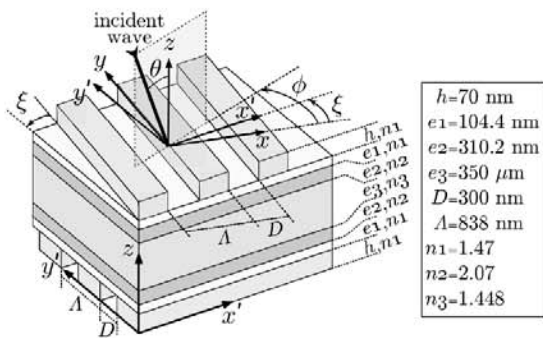


Fig. 1. Description of the structure and notations.

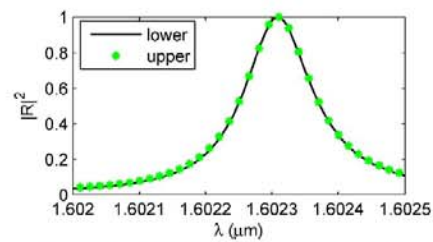
that the whole structure supports two guided modes, one propagating in the top half-stack and the other in the bottom half-stack, with almost the same effective index  $n_f$ . The top (respectively, bottom) guided mode can be excited with the top (respectively, bottom) grating in a direction close to  $Ox$  (respectively,  $Oy'$ ), near normal incidence, through the  $-1$  order with an in-plane wavevector  $\mathbf{K}_{-1,0}$  (respectively,  $\mathbf{K}_{0,-1}$ ). Noting  $\theta$  and  $\phi$  as the polar and azimuthal angles of incidence, respectively (see Fig. 1),  $\Lambda$  the period of the grating, and  $\lambda$  the incident wavelength,  $\mathbf{K}_{-1,0}$  writes

$$\mathbf{K}_{-1,0} = [\sin(\theta) \cos(\phi) - \lambda/\Lambda] \hat{\mathbf{x}} + [\sin(\theta) \sin(\phi)] \hat{\mathbf{y}}. \quad (1)$$

$\mathbf{K}_{0,-1}$  is given by a similar equation except that  $\phi$  is replaced by  $\pi/2 - \phi + \xi$ ,  $\hat{\mathbf{x}}$  by  $\hat{\mathbf{y}}'$ , and  $\hat{\mathbf{y}}$  by  $\hat{\mathbf{x}}'$ . The two coupling conditions write  $\|\mathbf{K}_{-1,0}\| = \|\mathbf{K}_{0,-1}\| \simeq n_f$ . For  $\theta$  varying from  $0^\circ$  to  $90^\circ$ , the two coupling conditions are satisfied for the same wavelengths, either when  $\xi = -\pi/2$  or when  $\phi = \pi/4 + \xi/2$ . The first case corresponds to aligned gratings: the dispersion relation of the modes in the top and bottom half structures are degenerated whatever the polar and azimuthal angles of incidence, but their fields are parallel, thus leading to polarization dependent resonances. In the latter case,  $\phi = \pi/4 + \xi/2$ , the plane of incidence is the bisecting plane of the  $Oxz$  and  $Oy'z$  planes. Note that it is not a plane of symmetry for the structure, so the excited eigenmodes are not symmetric and antisymmetric with respect to this plane. Yet, the fields of the two eigenmodes can be orthogonal for one couple  $(\theta, \lambda)$ . For the TE guided modes, this is obtained when the directions of propagation of the modes given by  $\mathbf{K}_{-1,0}$  and  $\mathbf{K}_{0,-1}$  satisfy an orthogonality condition:  $\mathbf{K}_{-1,0} \cdot \mathbf{K}_{0,-1} = 0$ .

Following this idea, we designed the structure whose parameters are given in Fig. 1. The optimum functioning point is set at  $\theta = 15^\circ$ , and  $\lambda = 1.6 \mu\text{m}$ , leading to  $\xi = -11^\circ$  (hence  $\phi = 50.5^\circ$ ),  $\Lambda = 838 \text{ nm}$  to satisfy simultaneously the coupling conditions and the orthogonality condition. All the calculations are done thanks to a code based on the Fourier modal method [16].

We plot on Fig. 2 the variations of the upper (green stars) and lower (black curve) bounds of reflectivity with respect to the incident wavelength at the optimum functioning point ( $\theta = 15^\circ$  and  $\phi = 50.5^\circ$ ). At resonance, the maximum is 100% for the two bounds of reflectivity. Moreover, the peaks for the two bounds of reflectivity


 Fig. 2. (Color online) Upper and lower bounds of reflectivity with respect to the incident wavelength for  $\theta = 15^\circ$ ,  $\phi = 50.5^\circ$ .

are superimposed for all wavelengths (they never differ by more than 1.2%). This means that the amplitude, spectral position, and spectral width of the resonance peak are all polarization independent. What's more, the spectral FWHM is 0.12 nm, which leads to a high  $Q$  factor in excess of 13,000.

On Fig. 3, we have plotted the values reached by the lower and upper bounds of reflectivity at resonance (black curves, left axis), as well as the centering wavelength (green curves, right axis) for  $\theta$  between  $1^\circ$  and  $30^\circ$ . The tunability is of  $8.5 \text{ nm}/^\circ$ . The upper bound of reflectivity is always equal to 100%, while the lower bound remains close to 100%. The rapid oscillations of the latter are attributed to the interaction between the Fabry–Perot modes of the thick substrate with the guided modes. The slow evolution of the minimum value of the oscillations is the consequence of the loss of orthogonality of the fields of the eigenmodes. Moreover, we have checked that the FWHM of the peaks of the two bounds of reflectivity remains about 0.12 nm. This means that the polarization independence properties of the filter (spectral width, centering wavelength, and reflectivity maximum) are preserved all over the range of polar angles. In contrast, the behavior of existing polarization-independent resonant grating filters [3,7–13] is very different. When the polar angle departs from the optimum point, the polarization-independent resonance splits into two shifted polarization-dependent resonances [11]. The polarization independence is then lost all the more rapidly than the required spectral width is small. With the present structure, a polarization-independent resonance with a  $Q$  factor of about 13,000 and a reflectivity greater than 99% is obtained over a wide range of polar angles, from  $10.5^\circ$  to  $22^\circ$ . Note that the sensitivity of the polarization independence properties with respect to the polar angle is

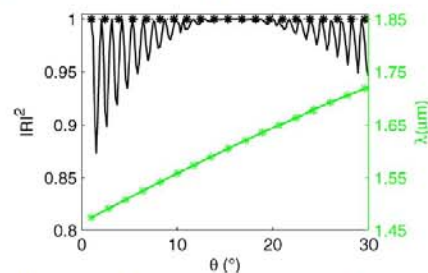


Fig. 3. (Color online) Left axis: (black curves) upper (stars) and lower (straight line) bounds of reflectivity at the resonance wavelength; right axis: (green curves) resonance wavelength with respect to the polar angle of incidence for the upper (stars) and lower (straight line) bounds of reflectivity.

removed, but that to the azimuthal angle remains and is especially strong for high  $Q$  factor filters. We have calculated that a shift of  $0.1^\circ$  from the optimum azimuthal angle  $\phi = 50.5^\circ$  leads to two polarization-dependent resonances shifted by 0.46 nm.

The polarization independence of the resonance relies on the fact that the coupling conditions for the top and bottom half resonant gratings are satisfied for the same wavelength and angle of incidence. Hence, a slight difference in the optogeometrical parameters involved in the two coupling conditions can possibly split the polarization-independent resonance peak into two shifted polarization-dependent peaks. To check the feasibility of the structure, we have calculated the relative variation needed on each of these parameters to entail a 1 nm split between the two resonances: guiding layer thickness, 0.45%; guiding layer index, 0.09%; period, 0.06%; ridge width, 62.5%; and ridge depth, 71%. With such tolerances, we believe that the required precision for obtaining 0.1 nm wide resonance can be met with the present nanotechnology process. For example, similar layer thicknesses and a refractive index can be obtained by using low-pressure chemical vapor deposition techniques that grow simultaneously identical layers on both sides of the substrate. The poor control of the thickness of the substrate does not affect the grating resonance as it only leads to a displacement of the Fabry–Perot oscillations, see Fig. 3. The precision requirements for the gratings period, ridges width, and height can also be reached with a careful lithography calibration process and the use of an etch stop layer. Note that the structure is composed of 1D gratings, which are more easily feasible than two-dimensional gratings. As the sample has to be flipped and repositioned between etching of the top and bottom surfaces,  $\xi$  is not controlled with a precision better than  $0.1^\circ$ . This is not an issue. Indeed, the two coupling conditions are simultaneously satisfied whatever  $\xi$ , provided that the plane of incidence is the bisecting plane of the two directions of periodicity. Hence, an error on  $\xi$  during the fabrication process only yields a displacement of the optimum functioning point. This can be compensated for by a small tuning of the polar angle  $\theta$  and does not degrade the filter's performances.

As a conclusion, we have shown that by superposing two identical 1D resonant gratings with a noncolinear invariant axis, a polarization-independent filter with a

$Q$  factor of about 13,000 that is angularly tunable over 100 nm could be obtained. We have checked that the precision requirements on the gratings optogeometrical parameters are achievable with present nanotechnology process.

The authors thank the Centre National d'Etudes Spatiales for financial support for this work. A.-L. Fehrembach and A. Sentenac are infinitely grateful to Daniel Maystre for the theories and concepts he has developed throughout his fertile career, among which those detailed in [14], a foundation of the present work.

## References

1. D. Rosenblatt, A. Sharon, and A. A. Friesem, *IEEE J. Quantum Electron.* **33**, 2038 (1997).
2. E. Popov, L. Mashev, and D. Maystre, *Opt. Acta* **33**, 607 (1986).
3. G. Niederer, W. Nakagawa, H. P. Herzig, and H. Thiele, *Opt. Express* **13**, 2196 (2005).
4. A. F. H. Goetz, G. Vane, J. E. Solomon, and B. N. Rock, *Science* **228**, 1147 (1985).
5. A. Grinvald, T. Katchalski, S. Soria, S. Levit, and A. A. Friesem, *J. Opt. Soc. Am. A* **25**, 1435 (2008).
6. O. Boyko, F. Lemarchand, A. Talneau, A.-L. Fehrembach, and A. Sentenac, *J. Opt. Soc. Am. A* **26**, 676 (2009).
7. X. Fu, K. Yi, J. Shao, and Z. Fan, *Opt. Lett.* **34**, 124 (2009).
8. T. Y. Fu, D. M. Wu, J. D. Shao, and Z. Fan, *J. Mod. Opt.* **57**, 408 (2010).
9. X. H. Hu, K. Gong, and T. Y. Sun, *Chin. Phys. Lett.* **27**, 074211 (2010).
10. A.-L. Fehrembach and A. Sentenac, *J. Opt. Soc. Am. A* **20**, 481 (2003).
11. A. Mizutani, H. Kikuta, K. Nakajima, and K. Iwata, *J. Opt. Soc. Am. A* **18**, 1261 (2001).
12. T. Clausnitzer, A. V. Tishchenko, E.-B. Kley, H.-J. Fuchs, D. Schelle, O. Parriaux, and U. Kroll, *J. Opt. Soc. Am. A* **22**, 2799 (2005).
13. D. Lacour, G. Granet, and J.-P. Plumey, *J. Opt. Soc. Am. A* **20**, 1546 (2003).
14. A.-L. Fehrembach, D. Maystre, and A. Sentenac, *J. Opt. Soc. Am. A* **19**, 1136 (2002).
15. A. Monmayrant, O. Gauthier-Lafaye, A.-L. Fehrembach, K. Chan-Shin-Yu, A. Sentenac, P. Arguel, and J. Loesel, "Filtre Optique a Reseaux Resonnants Insensible a la polarisation accordable en fonction de l'angle d'incidence," France patent application 1150021 (January 3, 2011).
16. L. Li, *J. Opt. Soc. Am. A* **14**, 2758 (1997).





# Measurement and modeling of 2D hexagonal resonant-grating filter performance

A.-L. Fehrembach,<sup>1</sup> O. Gauthier-Lafaye,<sup>2,3,\*</sup> K. Chan Shin Yu,<sup>2,3</sup> A. Monmayrant,<sup>2,3</sup> S. Bonnefont,<sup>2,3</sup> E. Daran,<sup>2,3</sup> P. Arguel,<sup>2,3</sup> F. Lozes-Dupuy,<sup>2,3</sup> and A. Sentenac<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Institut Fresnel, CNRS, Aix-Marseille Université, Ecole Centrale Marseille, Campus de St-Jérôme, 13013 Marseille, France*

<sup>2</sup>*CNRS; LAAS; 7 avenue du colonel Roche, F-31077 Toulouse, France*

<sup>3</sup>*Université de Toulouse; UPS, INSA, INP, ISAE; LAAS; F-31077 Toulouse, France*

\*Corresponding author: *oliver.gauthier-lafaye@laas.fr*

Received February 17, 2010; revised April 27, 2010; accepted May 11, 2010;  
posted May 11, 2010 (Doc. ID 124152); published June 2, 2010

We report the measurement of a polarization-independent guided-mode resonant filter with a Q factor of  $\sim 2200$  functioning near normal incidence in the near infrared (850 nm). Besides this remarkable performance, we provide a detailed optical and structural characterization of the component, which points out the origins of the limitation of the experimental performance. We conclude that the defaults in question can be corrected by improving the lithography process, and we are confident that even greater performance will be obtained in future realizations. © 2010 Optical Society of America

OCIS codes: 230.1950, 230.7408, 310.6628, 050.2770, 050.6624.

## 1. INTRODUCTION

Resonant gratings are a new generation of free-space optical filters that can exhibit high quality factor (Q factor), up to 16,000 [1]. They are simply composed of a few-layer stack in which a sub-wavelength grating is etched. Basically, the grating allows the excitation of a guided mode of the stack through one diffraction order. The in- and out-coupling of the mode generates a resonance peak in the reflectivity and transmission spectra of the component. The smaller the grating depth is, the higher is the quality factor of the resonance. This last property makes these structures particularly interesting for very-narrow-band filtering.

In the last ten years, many theoretical studies were conducted to model and understand the resonance phenomenon [2,3], to improve the filter performance [4–6], and to analyze the component limitation (finite size, losses...) [7,8]. Several experimental works have demonstrated the potential of resonant gratings for unpolarized high-Q-factor filtering under normal or oblique incidence [9–13].

Fairly good agreement between theory and experiment has been obtained in the case of 1D gratings [14,15], even for high Q factors [16]. However, for 2D gratings, when polarization independence and Q factor around 10,000 were sought, it has been observed that measured performance was systematically below theoretical prediction: filters exhibited a larger spectral width and lower reflectivity than predicted. In particular, most high Q components realized with electronic lithography [17] showed a widening of the bandwidth and a reduction of the filtering efficiency [10,11].

Hence, understanding origin of less-than-predicted per-

formance is a major issue in promoting resonant gratings for very-narrow-band filtering. In this paper, we analyze the performance of 2D hexagonal resonant gratings functioning around 850 nm under normal incidence and designed to yield unpolarized filtering with a Q factor around 10,000. The hexagonal lattice is particularly interesting since it exhibits polarization-independent performance not only under normal incidence but also for large incidence angles [11]. In Section 2, we describe the design and present the measured performance. In Section 3, we discuss the discrepancies between predicted and measured performance and analyze the origin of the deterioration with an in-depth characterization of the components.

## 2. DESIGN AND PERFORMANCE OF HEXAGONAL RESONANT-GRATING FILTERS FOR NORMAL INCIDENCE

We consider a 2D hexagonal waveguide grating [see Fig. 1(a)] illuminated by a plane wave with planar wavevector  $\kappa_{\text{inc}}$  and wavelength  $\lambda$ . We denote (O,x,y,z) an orthogonal basis with (Ox) along one direction of periodicity and (Oz) normal to the plane of the layers. The axes of the reciprocal lattice of the grating are denoted  $\mathbf{k}_x$  and  $\mathbf{k}_y$  [see Fig. 1(b)]. The coupling condition via the (m,n) order of the grating is written

$$\|\kappa_{\text{inc}} + \mathbf{K}_{mn}\| \simeq \frac{2\pi}{\lambda} n_f, \quad (1)$$

where  $n_f$  is the effective index of the excited guided mode and  $\mathbf{K}_{mn} = m\mathbf{k}_x + n\mathbf{k}_y$ . The coupling condition has to be

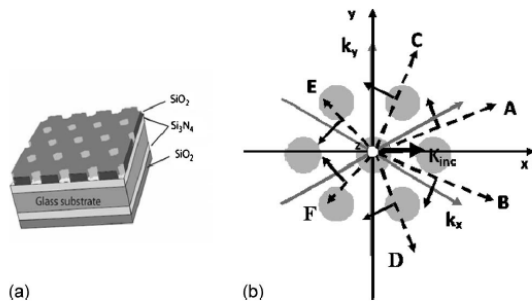


Fig. 1. (a) Schematic drawing of a fabricated resonant grating filter. (b) Main directions of the hexagonal lattice and corresponding coupling directions at quasi-normal incidence.

completed with a condition on polarization, which can be expressed in the following way: the electric field of the incident wave must not be perpendicular to the electric field of the eigenmode. Under normal incidence ( $\kappa_{inc}=0$ ), and for an appropriate grating period, the coupling condition is simultaneously satisfied for six diffraction orders:  $(0, \pm 1)$ ,  $(\pm 1, 0)$ , and  $(\pm 1, \pm 1)$ . In this configuration, it can be proved rigorously, from symmetry properties, energy balance, and reciprocity considerations, that the resonance peak is polarization independent [18].

Using a rigorous numerical code based on the Fourier modal method [19], we designed a hexagonal-lattice-based polarization-independent resonant-grating filter, functioning under normal incidence around 850 nm with a Q factor close to 10,000 (the spectral full width at half-maximum is 0.08 nm). The design parameters for the stack are as follows: thickness of 171 nm for the two  $\text{Si}_3\text{N}_4$  layers, 105 nm for the  $\text{SiO}_2$  grating layer, and 102 nm for the back-side  $\text{SiO}_2$  layer. The grating is a hexagonal lattice with 130 nm diameter and 105 nm-deep circular holes with a period of 851 nm. At resonance, the reflectivity of the grating illuminated by a plane wave reaches 100%, while the transmission falls to 0. Outside the resonance, the transmission is close to 100%, since the multilayer stack is designed to behave as an antireflective coating. The component was fabricated following these guidelines, using the fabrication process described in [17]. The optical response was measured using a 600  $\mu\text{m}$ -wide collimated beam from a large-band low-coherence source filtered through a 1 m focal length spectrometer.

The resonance behavior with respect to the incident direction and polarization is more complex in a hexagonal resonant grating than in 1D or square gratings. We plot in Fig. 2 the loci of the reflection maxima versus the incident wavelength and angle for s and p polarization. Note that throughout the paper, the plane of incidence is always the Oxz plane. On the experimental graph (Fig. 2 left), the size of the circles is proportional to the resonance intensity at a point, and on the theoretical graph (Fig. 2 right), it is proportional to the spectral FWHM. These curves stand for the dispersion relations of the excited eigenmodes in the structure. The experimental behavior of the curves (Fig. 2 left) is very similar to the theoretical one (Fig. 2 right). The observed spectral shift is due to the uncertainty on layer thickness and index. Theoretically, under oblique incidence, we found six

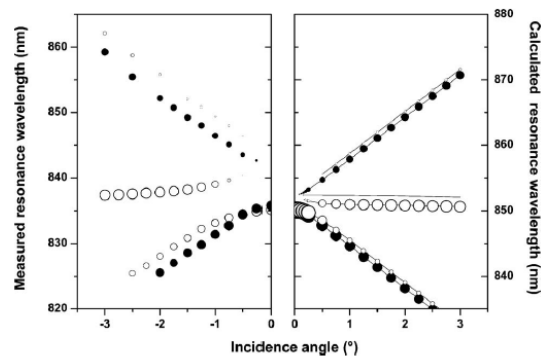


Fig. 2. Comparison of theoretical (right side of the figure) and experimental (left side of the figure) dispersion relations of the hexagonal grating filter. Solid circles are s-polarized resonances. Open circles are p-polarized resonances. Experimentally, the size of each circle is proportional to the resonance intensity at that point. Theoretically, the size of each circle is proportional to the spectral FWHM of the peak. Black (gray) lines correspond to theoretical computation in s (p) polarization.

branches, which split into three pairs of s and p branches. To understand the shape of the dispersion relation, let us consider the two lower branches in Fig. 2 right. For both of them, the calculated diffracted field shows an enhancement of the  $(1,0)$  and  $(1,1)$  diffraction orders. The coupling condition [Eq. (1)] can indeed be simultaneously satisfied for the  $(1,0)$  and  $(1,1)$  orders when illuminating in the (Oxz) plane. In an approximate way, we can consider that the field in each resonant diffraction order corresponds to the field of the guided mode (TE mode), propagating in the direction of the diffraction order [see Fig. 1(b), where the direction of propagation of the wave is represented with a dashed arrow, and the electric field with a solid line arrow perpendicular to the direction of propagation]. For example, the wave (A) is written  $[-\sin(\theta_1)\mathbf{x} + \cos(\theta_1)\mathbf{y}]\exp(i(\kappa_{inc} + k_x)x)\exp(ik_yy)$ , and the wave (B) is written  $[-\sin(\theta_1)\mathbf{x} - \cos(\theta_1)\mathbf{y}]\exp(i(\kappa_{inc} + k_x)x)\exp(-ik_yy)$ , where  $\theta_1$  is the angle between the electric field and the (Oy) axis, and the temporal dependence is omitted. When these two modes are simultaneously excited, they are combined with each other symmetrically (A+B) or anti-symmetrically (A-B) with respect to the plane of incidence. The symmetric combination (A+B) gives a mode with an electric field along (Ox) that can be coupled with a p polarization, while the anti-symmetric combination (A-B) gives a mode with an electric field along (Oy) that can be coupled with an s polarization).

The same reasoning can be done for the other two pairs of branches, which correspond to the excitation through the  $(0,1)$  and  $(0,-1)$  orders simultaneously for the middle pair (modes C and D) and the  $(-1,-1)$  and  $(-1,0)$  orders for the top pair of branches (modes E and F). Note that only the p branch in the middle pair was observed experimentally. This is because the (Oy) component of the field resulting from the anti-symmetric combination of the excitation through  $(0,1)$  and  $(0,-1)$ , (C-D) is very weak, and then the peak is too narrow to be observed experimentally.

We now analyze more quantitatively the performance of the fabricated filter at normal incidence. Theoretical

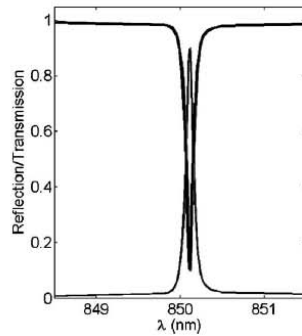


Fig. 3. Theoretical reflection (thin lines) and transmission spectra (thick lines) of the designed component illuminated by a Gaussian beam of diameter  $600\ \mu\text{m}$  at waist for p polarization (black lines) and s polarization (gray lines).

calculations with a Gaussian beam of diameter  $600\ \mu\text{m}$  at waist yielded a spectral width and transmission minimum of  $0.09\ \text{nm}$  and  $10\%$ , respectively, for both polarizations (see Fig. 3). Theoretically, the widening of the peak and the increase of the transmission at resonance as compared with the plane wave spectrum are due to the fact that the divergence of the beam is greater than the angular tolerance of the filter [7]. Yet it is worth noting that the angular tolerance of the filter, which is about  $0.09^\circ$ , is quite good for this value of Q factor. Experimentally, as shown in Fig. 4(a), single-wavelength filtering at  $835.2\ \text{nm}$  for p polarization and  $835.8\ \text{nm}$  for s polarization is achieved, with a spectral FWHM of  $1\ \text{nm}$ . The transmission minimum is  $49\%$  for p polarization and  $51\%$  for s polarization. Under normal incidence, for a perfect hexagonal symmetry, the s and p polarization peaks are superimposed. Yet we observe that this is not the case experimentally. The polarization independence is observed slightly off normal incidence at  $0.37^\circ$  as seen in Fig. 4(b).

Similar discrepancies between theory and experiments were reported with another hexagonal resonant grating with slightly shallower holes and a lattice parameter adjusted to  $592\ \text{nm}$  to achieve a narrower resonance centered at  $850\ \text{nm}$  under normal incidence. All other design parameters were kept constant. Figure 5 shows the normal-incidence resonance spectra measured for this filter in both s and p polarization. The resonance occurs at  $849.4\ \text{nm}$  in s polarization, with an experimental FWHM

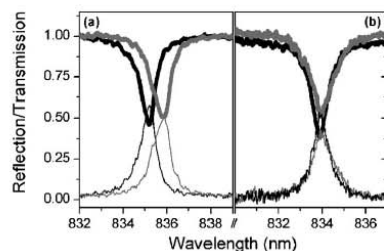


Fig. 4. (a) Normal incidence and (b) near-normal incidence reflection (thin lines) and transmission (thick lines) spectra showing that polarization-independent working conditions can be reached (p polarization spectra, black lines; s polarization spectra, gray lines).

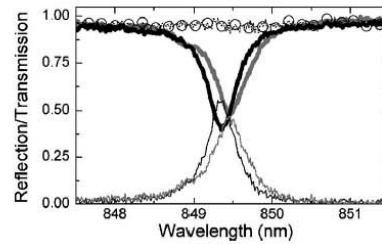


Fig. 5. Reflection (R) and transmission (T) spectra in s (gray lines) and p (black lines) polarization of the second filter, showing resonance at  $850\ \text{nm}$ . The dotted line with open circles corresponds to the sum of R and T spectra in p polarization. Note that the horizontal scale is expanded relative to Fig. 3.

of  $0.37\ \text{nm}$ . The peak reflectivity is  $57\%$ . In p polarization, the resonance is centered at  $849.6\ \text{nm}$ , with a reflectivity peak of  $30\%$  and a FWHM of  $0.5\ \text{nm}$ . We thus observe the same features as previously: the absence of polarization independence under normal incidence, the widening of the bandwidths, and the decrease of reflectivity at resonance. However, the slightly shallower holes result in a 2D grating with a record high Q factor of  $\sim 2200$ . It should also be noted that the sum of reflection and transmission is roughly equal to 1 for both polarizations (as shown on Fig. 5 for p polarization), showing the absence of absorption in the layers.

We now investigate the likely causes of the discrepancies between theory and experiments.

### 3. EXPERIMENTAL AND THEORETICAL ANALYSIS OF DISCREPANCIES

#### A. Polarization Sensitivity

The first investigated issue is the absence of polarization independence of the resonance at exact normal incidence. For the second filter, the difference between s and p polarization resonance is  $0.2\ \text{nm}$ . Owing to fabrication requirements, the realized grating is not a hexagonal lattice but a rectangular lattice with two atoms per unit cell, with a lattice constant  $b$  not equal to  $a\sqrt{3}$  ( $1025.37\ \text{nm}$ ) but rounded to the nearest integer ( $1025\ \text{nm}$ ). Theoretical calculations show that this sole effect leads to a polarization difference of  $0.08\ \text{nm}$ . Additional calculations show that astigmatic deformation of the holes shape leads to only a minor additional difference between s and p polarization resonances. So the remaining  $0.1\ \text{nm}$  difference is most probably due to a slight calibration error of the e-beam machine during calibration (the rounding error of  $\sim 3.7/10,000$  for the lattice constant is of the same order of magnitude as the precision of our calibration:  $\sim 1/10,000$ ). It should be noted that this error is then lower than  $1\ \text{nm}$  in period, for a calibrated writefield of  $100\ \mu\text{m}$ , which demonstrates the accuracy reached by modern e-beam lithography tools.

#### B. Widening of the Bandwidth and Decrease of the Reflectivity

The second issue is the deterioration of the filter in both linewidth and efficiency. We have seen on Fig. 3 the effect of the use of a Gaussian beam with diameter  $600\ \mu\text{m}$  at waist in place of a plane wave. The divergence of the in-

cident beam is not sufficient to explain the experimentally observed widening of the resonance and decrease of reflectivity.

A second cause of deterioration of the filter performance is the finite-size effect. Indeed, the calculations are performed with infinite gratings, whereas the component is finite in the experiment. Hence, one needs to check that the field at the resonance does not spread outside the etched region. The footprint of the field is directly linked to the angular tolerance of the resonance. Simulations have shown that it remains well within the  $1 \times 1 \text{ mm}^2$  experimental surface of the grating. Absorption losses can also cause resonance widening and reduction of reflectivity. Yet the good energy conservation observed at the resonance permits one to dismiss this possible cause.

Hence, comparison of the experimental and theoretical spectra leads us to the conclusion that the realization of imperfection defects (field stitching errors and hole shape inhomogeneities) plays a major role in the performance deterioration. This conclusion is strengthened by the behavior of the component with respect to the incident polarization: the difference between s and p resonance wavelengths is 200 pm experimentally versus 80 pm theoretically. In our opinion this difference is a clear mark of fabrication imperfections. Such fabrication imperfections are related to the exact processing scheme used for the sample fabrication (in our case, it is depicted in [17]). In our case, the main imperfections consist of small-scale and large-scale inhomogeneities and field stitching errors occurring during e-beam lithography. From previous calibrations of our e-beam, we know that field stitching errors are smaller than 30 nm rms. These effects are analyzed in detail in the following.

We first investigated the impact of small-scale inhomogeneities such as random variations of the hole width, roughness, or stitch field effects. These random defects scatter light outside the specular beam and may act as an effective absorption that can degrade the filter response. To quantify their effect, we measured the far-field pattern of the transmission at resonance. A Fourier imaging setup of the beam at the output of the filter was used. Figure 6 shows the recorded far field at resonance. A square lattice of diffraction peaks can be seen clearly. The diffraction

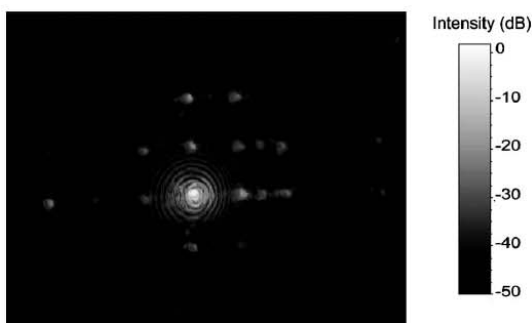


Fig. 6. Composite image of the far field of the transmitted beam. To achieve a high dynamic range, several images with different exposures are superimposed, with the overexposed areas blanked.

angles correspond to diffraction by a square lattice of  $100 \mu\text{m}$  period, which is the period of our writing fields.

We have integrated the energy in the central peak and compared it with the total energy in the image. We measured that less than 20% of the transmitted energy ( $\sim 8\%$  of the total energy) was diffracted outside the specular beam. This low impact of field stitching errors or small-scale inhomogeneities has been confirmed by a detailed study reported in [20]. It is also supported by a theoretical modeling, based on a first-order perturbation method, of the field diffracted by resonant gratings presenting random errors and stitching errors. 1D rigorous calculation of the spectra for a structure presenting periodic stitching errors also supports this conclusion. Nevertheless, using large-field lithography techniques such as high-resolution step and repeat machines or optical techniques such as holography [21] would greatly reduce these defects.

Since the deterioration of the filter response does not affect the specular behavior of the device, it is likely caused by large-scale inhomogeneities. To point out this effect, we measured the local response of the filter. This was done by illuminating the filter with a  $600 \mu\text{m}$ -wide collimated beam and selecting a local area of the transmitted beam using a  $100 \mu\text{m}$  large pinhole placed less than 1 mm away from the filter surface. The collected light was then analyzed using our spectrometer. The total surface of the filter was scanned using  $100 \mu\text{m}$  steps. Figure 7(a) shows the mapping of the resonance frequency measured across the filter surface.

Measurements show a continuous drift of the resonance frequency of  $\sim 0.5 \text{ nm}$  across the filter surface. To estimate the impact of that inhomogeneity, we calculate a theoretical inhomogeneous response of the filter in the following manner. We consider that the total response is the sum of the local response on each measured point of Fig. 7. For each point, the reflection is equal to the theoretical response centered on the measured wavelength weighted by the amplitude of the incident beam. The latter is taken equal to the input beam's theoretical amplitude at that point. This corresponds to using the following equation:

$$R(\lambda) = \sum_i \exp(-(d(i)/D)^2) * \{A_0 \exp(-(\lambda - \lambda_i)/w_0)\},$$

where  $I$  are the local measurements,  $d(i)$  is the distance from the  $i$ th measurement to the beam center,  $D$  is the calibrated hole diameter ( $600 \mu\text{m}$ ),  $A_0$  is the theoretical reflection coefficient of a perfect filter (taken equal to 100%),  $\lambda_i$  is the measured resonance wavelength at point  $I$ , and  $w_0$  is the theoretical spectral width of the filter (90 pm). Figure 7(b) compares the experimental reflection spectrum and the computed one. The agreement is excellent and shows that most of the performance degradation results from the inhomogeneity of the filter.

To find the origin of this large-scale inhomogeneity, we performed atomic force microscope (AFM) measurements on the four corners of the sample. We observed hole diameter variation across the sample of  $\sim 10 \text{ nm}$  between the minimum and maximum measured diameters. Theoretical calculations show that  $\pm 10 \text{ nm}$  variation of the hole diameter leads to a variation of the resonance wavelength of  $\sim \pm 0.3 \text{ nm}$ . This is not sufficient to explain completely the experimentally observed variation of the resonance

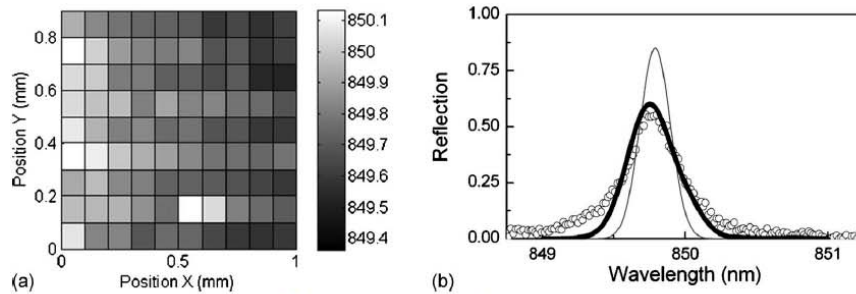


Fig. 7. (a) 2D map of the resonance frequency of the filter measured locally. (b) Comparison of experimental (open circles) and computed (thick dark line) reconstructed spectrum. The gray spectrum is the initial theoretical response of the filter (computed within a Gaussian beam approximation).

wavelength throughout the grating (about 0.5 nm). However, our calculations also show that the hole depth affects the resonance wavelength in the same direction as the hole diameter: deeper holes (obtained with larger diameter) lead to shorter resonance wavelengths. Depth variations required to explain the remaining 0.3 nm variation of the resonance are of the order of 5 nm (out of a total depth of 100 nm), well within the experimental possible variations. So the observed inhomogeneity of the sample may indeed be induced entirely by an inhomogeneous lithography of the holes. We believe that this inhomogeneity has its origin in the preparation of our lithography process: the Al film used during e-beam lithography exhibited a small thickness gradient, which translated into an exposure dose gradient during lithography and finally into a gradient of hole diameter across the sample. By improving the lithography uniformity and using a physical stop-etch layer to provide better hole depth control, a twofold increase of the Q factor seems within reach. From our analysis, the lower reflectivity arises from the resonance wavelength gradient, and such improvements should also increase the maximum reflectivity.

#### 4. CONCLUSION

To conclude, we demonstrated state-of-the-art resonant 2D grating filters at NIR wavelength of 850 nm. Such filters can exhibit narrow linewidth and high reflection coefficients at normal incidence using a hexagonal lattice. A polarization-independent regime is achieved at nearly normal incidence. We showed that the polarization dependence observed at normal incidence is due to symmetry breaking during the fabrication, and polarization independence at normal incidence should thus be obtained in future realizations. Our investigations also show that today performance is limited mainly by fabrication inhomogeneity over the grating dimension and that filters with even better performance can certainly be realized.

#### REFERENCES

1. A. Sharon, D. Rosenblatt, and A. A. Friesem, "Narrow spectral bandwidths with grating waveguide structures," *Appl. Phys. Lett.* **69**, 4154–4156 (1996).
2. A. Sharon, D. Rosenblatt, and A. A. Friesem, "Resonant grating-waveguide structures for visible and near-infrared radiation," *J. Opt. Soc. Am. A* **14**, 2985–2993 (1997).
3. A. L. Fehrembach and A. Sentenac, "Study of waveguide gratings eigenmodes for unpolarized filtering applications," *J. Opt. Soc. Am. A* **20**, 481–488 (2003).
4. D. Lacour, G. Granet, J. P. Plumey, and A. Mure Ravaud, "Polarization independence of a one-dimensional grating in conical mounting," *J. Opt. Soc. Am. A* **20**, 1546–1552 (2003).
5. A. L. Fehrembach and A. Sentenac, "Unpolarized narrow-band filtering with resonant gratings," *Appl. Phys. Lett.* **86**, 121105 (2005).
6. A. B. Greenwell, S. Boonruang, and M. G. Moharam, "Multiple wavelength resonant grating filters at oblique incidence with broad angular acceptance," *Opt. Express* **15**, 8626–8638 (2007).
7. G. Niederer, H. P. Herzig, J. Shamir, H. Thiele, M. Schnieper, and C. Zschokke, "Tunable, oblique incidence resonant grating filter for telecommunications," *Appl. Opt.* **43**, 1683–1694 (2004).
8. E. Popov and B. Bozhkov, "Corrugated waveguides as resonance optical filters—advantages and limitations," *J. Opt. Soc. Am. A* **18**, 1758–1764 (2001).
9. P. Song and G. M. Morris, "Experimental demonstration of resonant anomalies in diffraction from two-dimensional gratings," *Opt. Lett.* **21**, 549–551 (1996).
10. A. Fehrembach, A. Talneau, O. Boyko, F. Lemarchand, and A. Sentenac, "Experimental demonstration of a narrow-band, angular tolerant, polarization-independent, doubly periodic resonant grating filter," *Opt. Lett.* **32**, 2269–2271 (2007).
11. S. Hernandez, O. Gauthier-Lafaye, A.-L. Fehrembach, S. Bonnefont, P. Arguel, F. Lozes-Dupuy, and A. Sentenac, "High performance 2D resonant grating filter at 850 nm under high oblique incidence of  $\sim 60^\circ$ ," *Appl. Phys. Lett.* **92**, 131112 (2008).
12. E. Grinvald, T. Katchalski, S. Soria, S. Levit, and A. A. Friesem, "Role of photonic bandgaps in polarization-independent grating waveguide structures," *J. Opt. Soc. Am. A* **25**, 1435–1443 (2008).
13. N. Destouches, J. C. Pommier, O. Parriaux, T. Clausnitzer, N. Lyndin, and S. Tonchev, "Narrow band resonant grating of 100% reflection under normal incidence," *Opt. Express* **14**, 12613–12622 (2006).
14. Z. S. Liu, S. Tibuleac, D. Shin, P. P. Young, and R. Magnusson, "High-efficiency guided-mode resonance filter," *Opt. Lett.* **23**, 1556–1558 (1998).
15. P. S. Priambodo, T. A. Maldonado, and R. Magnusson, "Fabrication and characterization of high-quality waveguide-mode resonant optical filters," *Appl. Phys. Lett.* **83**, 3248–3250 (2003).
16. D. Rosenblatt, A. Sharon, and A. A. Friesem, "Resonant grating waveguide structures," *IEEE J. Quantum Electron.* **33**, 2038–2059 (1997).
17. S. Hernandez, O. Bouchard, E. Scheid, E. Daran, L. Jalabert, P. Arguel, S. Bonnefont, O. Gauthier-Lafaye, and F. Lozes-Dupuy, "850 nm wavelength range nanoscale resonant optical filter fabrication using standard microelectronics techniques," *Microelectron. Eng.* **84**, 673–677 (2007).

18. A. L. Fehrembach, D. Maystre, and A. Sentenac, "Phenomenological theory of filtering by resonant dielectric gratings," *J. Opt. Soc. Am. A* **19**, 1136–1144 (2002).
19. L. Li, "New formulation of the Fourier modal method for crossed surface-relief gratings," *J. Opt. Soc. Am. A* **14**, 2758–2767 (1997).
20. A. Talneau, F. Lemarchand, A.-L. Fehrembach, and A. Sentenac, "Impact of electron-beam lithography irregularities across millimeter-scale resonant grating filter performances," *Appl. Opt.* **49**, 658–662 (2010).
21. V. Berger, O. Gauthier-Lafaye, and E. Costard, "Photonic band gaps and holography," *J. Appl. Phys.* **82**, 60–64 (1997).