



HAL
open science

Réseaux métalliques sub-longueur d'onde, applications à l'optique infrarouge.

Grégory Vincent

► **To cite this version:**

Grégory Vincent. Réseaux métalliques sub-longueur d'onde, applications à l'optique infrarouge.. Physique [physics]. Université Paris Sud - Paris XI, 2008. Français. NNT : . tel-00433294

HAL Id: tel-00433294

<https://theses.hal.science/tel-00433294>

Submitted on 18 Nov 2009

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.

Réseaux métalliques sub-longueur d'onde, applications à l'optique infrarouge.

THÈSE

soutenue publiquement le 24 octobre 2008

pour l'obtention du

Doctorat de l'université d'Orsay – PARIS XI
(Spécialité Physique)

par

Grégory VINCENT

Composition du jury

Président : Pierre Chavel

Rapporteurs : Stefan Enoch
Hans Peter Herzig

Examineurs : Thomas Ebbesen
Eric Pleska

Encadrants : Jean-Luc Pelouard (directeur de thèse)
Stéphane Collin
Riad Haïdar

Mis en page avec la classe thloria.

Table des matières

Introduction	v
Partie I Outils théoriques et expérimentaux	1
1 Electromagnétisme dans les réseaux métalliques de fentes	3
1.1 Présentation du système	3
1.2 Méthode modale complète	4
1.3 Méthode modale simplifiée : approximation à un mode	5
1.4 Premier exemple de spectre calculé	12
1.5 Empilement multi-couches et matrice S	12
2 Banc de caractérisation en intensité	14
3 Banc de mesure de la phase	15
3.1 Théorie de la mesure du déphasage par interférométrie à décalage bi- latéral	17
<hr/> <hr/>	
Partie II Codage de transmittance optique complexe à l'aide de réseaux métalliques	23
<hr/> <hr/>	

Chapitre 1 Contrôle de la transmittance complexe à l'aide de réseaux métalliques de fentes	27
1.1 Calculs de la transmittance complexe	27
1.1.1 Description de la structure	28
1.1.2 Contrôle de l'amplitude transmise	28
1.1.3 Influence des structures sur le déphasage	32
1.2 Caractérisation des transmittances	34
1.2.1 Fabrication des échantillons	34
1.2.2 Caractérisation de la transmission optique	35
1.2.3 Caractérisation en phase transmise	38
1.3 Conclusion du chapitre	43
Chapitre 2 Reconstitution d'une transmittance sinusoïdale	45
2.1 Discrétisation de la transmittance sinusoïdale 1D	46
2.1.1 Discrétisation en amplitude	46
2.1.2 La question de la phase	47
2.2 Evaluation de la transmittance reconstituée	49
2.2.1 Critère sur l'analyse de Fourier	50
2.2.2 Etude de la propagation	51
2.2.3 Conception d'un IDQL	54
2.3 Conclusion du chapitre	55

Partie III Spectro-imageur infrarouge à réseaux métalliques	57
--	-----------

Introduction	59
Chapitre 1 Les filtres à réseaux	61
1.1 Filtrage spectral à l'aide de réseaux 2D	61
1.1.1 Réseaux métalliques	61
1.1.2 Réseaux diélectriques	64
1.2 Filtrage spectral à l'aide de réseaux 1D	64
1.2.1 Réseaux diélectriques	64

1.2.2	Réseaux métalliques	65
1.2.3	Conclusion : le choix des structures suspendues	66
1.3	Résonances photoniques dans les réseaux métalliques 1D	67
1.3.1	Mise en évidence de la transmission extraordinaire	67
1.3.2	Transmission extraordinaire : deux mécanismes résonants	68
1.4	Conclusion du chapitre	70
 Chapitre 2 Etude expérimentale de la transmission résonante dans les réseaux suspendus en or		71
2.1	Procédé de fabrication de structures suspendues	72
2.1.1	Etapes A à D : dépôt de la membrane et gestion des contraintes	72
2.1.2	Etapes E et F : gravure chimique du substrat	77
2.1.3	Etapes G et H1 : structuration de la membrane et dépôt d'or	78
2.1.4	Etape H2 : réseau suspendu diélectrique	80
2.2	Mesures de résonances de Fano à transmission maximale élevée	84
2.2.1	Influence de la géométrie sur la position de la résonance	84
2.2.2	Caractérisation en angle : modification des résonances	85
2.2.3	Caractérisation expérimentale fine des résonateurs : pertes radiatives, non-radiatives et facteurs de qualité	88
2.3	Conclusion du chapitre	94
 Chapitre 3 Spectro-imageur instantané compact à réseaux sub-longueur d'onde		97
3.1	Introduction à la spectro-imagerie	97
3.1.1	Aspect spectrométrique	98
3.1.2	Spectro-imageurs compacts	99
3.1.3	Caméra multi-voies	101
3.2	Réalisation d'une matrice de filtres à réseaux	103
3.3	Caractérisation de la matrice de filtres à réseaux	105
3.3.1	Premières images multispectrales	107
3.4	Conclusion du chapitre	110
 Conclusion		111
 Bibliographie		115

Introduction

Le développement des applications dans le domaine de la détection infrarouge et le besoin de miniaturisation des dispositifs donnent lieu à une forte demande de micro-systèmes réalisant des fonctions optiques nouvelles. Ceci exige un contrôle de la lumière à l'échelle de la longueur d'onde. Le formidable essor des nanosciences depuis ces vingt dernières années a donné naissance à de nombreux concepts de nanophotonique parmi lesquels on retiendra particulièrement les cristaux photoniques (diélectriques ou métalliques) ou encore les métamatériaux. Grâce aux technologies de la microélectronique, ces concepts optiques ont pu être mis en application et ont ouvert la voie vers la réalisation de systèmes aux fonctions innovantes sur de faibles dimensions.

Il y a tout juste dix ans, Ebbesen *et al.* [1] ont mis en évidence expérimentalement une transmission optique extraordinaire observée à travers un film métallique perforé périodiquement par des trous de dimension très inférieure à la longueur d'onde. Cette transmission était alors effectivement inattendue puisque les mesures s'opposaient aux prédictions théoriques de l'époque. Cette expérience a marqué une importante évolution dans les études de ce type de structure. De nombreuses équipes se sont alors employées à développer des nouveaux modèles ayant pour but d'expliquer les origines physiques de cette découverte. Parmi les phénomènes mis en jeu dans la transmission extraordinaire, les *plasmons de surface* jouent un rôle primordial. Il s'agit d'ondes électromagnétiques se trouvant au niveau d'une interface métal/diélectrique qui ont la particularité de permettre un confinement sub-longueur d'onde de la lumière. Cette propriété est à l'origine d'un grand nombre de découvertes récentes en nanophotonique, de la transmission extraordinaire de la lumière aux métamatériaux, en passant par les guides d'onde plasmoniques, les photodétecteurs ultra rapides, les polariseurs, les filtres spectraux... Dans ces exemples, à l'exception de certains guides plasmoniques, l'excitation des plasmons de surface à partir de l'espace libre est rendue possible par la structuration périodique du métal. On arrive ainsi, grâce à la maîtrise de ces phénomènes physiques, à contrôler les propriétés de la lumière (longueur d'onde, intensité, polarisation...), sur de petites dimensions. Au cours de cette thèse, nous allons tirer profit des potentialités proposées par les réseaux métalliques de fentes et de période sub-longueur d'onde (on parlera de réseaux 1D (figure 1)) pour réaliser des fonctions de filtrage spectral et *niveaux de gris*.

Les réseaux métalliques sub-longueur d'onde présentent un double intérêt. Le premier est que les réseaux permettent de concevoir de façon artificielle un matériau dont on contrôle la transmission, en amplitude et en phase, en modifiant la géométrie. Cela revient à parler d'*indice effectif* et de *métamatériaux* où il s'agit de composer un indice optique qu'on ne peut pas créer avec les techniques usuelles de dépôt. Ceci trouve un grand intérêt dans l'infrarouge moyen, où les matériaux disponibles (bonne transmission, faible dispersion...) sont peu nombreux, méconnus et parfois difficiles à mettre en œuvre, notamment pour des questions de santé. De la même façon que certains matériaux optiques peuvent présenter des raies d'absorption à certaines longueurs



FIG. 1 – Réseau métallique de fentes déposé sur un substrat en diélectrique.

d'onde, les réseaux, lorsqu'ils sont dans une configuration géométrique particulière, peuvent présenter d'importants pics de transmission quand la lumière incidente entre en résonance avec la structure. En fonction de l'application on en tire profit, ou au contraire, on cherche à éviter cette résonance.

Le deuxième intérêt est qu'on peut juxtaposer différents réseaux sur des petites dimensions et en un seul procédé de fabrication. En effet, on arrive à contrôler la transmission des réseaux en ajustant simplement leur période et leur largeur de fente, à épaisseur constante. On peut donc composer un *damier* de différents réseaux. Si on se place en dehors de la résonance, cela revient à créer un damier de différents indices optiques. Si on se place à la résonance, on va créer un damier de filtres spectraux passe-bande. En modifiant la géométrie des réseaux, on arrive à ajuster la position spectrale du pic de transmission : cela revient à créer un damier de différentes *couleurs*, semblable à un vitrail. La réalisation de ces types de damiers avec les techniques usuelles de dépôts de couches minces, métalliques ou diélectriques, nécessite des procédés de fabrication longs et coûteux du fait des différents matériaux à utiliser et des différentes épaisseurs à déposer.

Dans ce travail, nous allons tirer profit du double intérêt des réseaux métalliques en donnant deux exemples d'applications de *damiers optiques* créés à l'aide de réseaux. Le premier exemple exploite le concept de l'indice effectif et va même au-delà, puisque nous montrons que les réseaux métalliques permettent de contrôler indépendamment l'amplitude et la phase transmises, à épaisseur constante. Grâce à cela nous avons conçu, à titre d'exemple, un damier reconstituant dans son plan une variation sinusoïdale par morceaux —en tenant compte de la partie négative— de l'amplitude transmise. Cet exemple de sinusoïde, dont nous proposons l'intégration dans un dispositif d'analyse de surface d'onde optique, ouvre la voie vers la conception d'autres fonctions aux applications variées.

Dans le deuxième exemple, nous allons exploiter les phénomènes de résonances plasmoniques qui se produisent dans les réseaux métalliques suspendus, c'est-à-dire lorsque le substrat présenté sur la figure 1 est remplacé par une couche d'air. Nous allons mettre en évidence de façon expérimentale —à notre connaissance, pour la première fois sur ce genre de structures fonctionnant pour des longueurs d'onde comprises entre 3 μm et 12 μm — des pics de transmission atteignant près de 90% pour une polarisation. Les filtres passe-bande à grands facteurs de qualité ainsi créés sont ajustables en longueur d'onde et nous les disposons alors en une matrice multi-spectrale, opérationnelle sur la bande 3-5 μm . En analysant l'intensité transmise par chaque filtre de cette matrice à l'aide de détecteurs, nous créons une fonction de spectrométrie miniaturisée. En combinant cela avec un dispositif d'imagerie adapté, nous présentons la réalisation d'un spectro-imageur *instantané*. Par rapport aux dispositifs actuels, celui que nous présentons a un double avantage : premièrement il effectue *simultanément* les fonctions de spectrométrie et d'imagerie sans aucun mouvement mécanique (d'où le terme *instantané*) et deuxièmement, il est compact et facilement

transportable. Dans ce travail, nous démontrons au travers de deux exemples la possibilité de créer, grâce aux réseaux sub-longueur d’onde, de nouvelles fonctionnalités optiques, jusqu’ici difficilement accessibles.

Organisation du mémoire

Ce mémoire se divise en trois parties. Dans la partie 1, nous présentons les outils théoriques et expérimentaux que nous avons développés ou que nous avons mis en œuvre dans notre étude. Premièrement, nous décrivons les modèles électromagnétiques que nous avons utilisés pour calculer la transmission à travers les réseaux métalliques de fentes sub-longueur d’onde. Deuxièmement, nous présentons un banc de mesure de l’intensité transmise ou réfléchi résolue en longueur d’onde et en angle. Enfin, nous décrivons un banc d’analyse de front d’onde basé sur l’interférométrie à décalage quadri-latéral. Nous disposons donc des outils théoriques et expérimentaux permettant de déterminer la *transmittance complexe* des structures que nous étudions. Par *transmittance complexe*, nous entendons d’une part l’amplitude transmise (en module) et d’autre part le déphasage de l’onde transmise. Dans la partie 2, nous montrons en un premier temps la possibilité d’obtenir une transmittance complexe quelconque à l’aide de structures adaptées, d’abord théoriquement puis expérimentalement. En un deuxième temps, nous montrons la possibilité de composer un motif complexe par la juxtaposition de différents réseaux. Dans ce travail, la transmittance de chacun de ces réseaux a été choisie de façon à réaliser dans le plan des réseaux une transmittance sinusoïdale par paliers. Nous donnons un exemple d’application d’une telle transmittance à l’analyse de front d’onde par interférométrie à décalage multi-latéral. Dans la partie 3, après un chapitre d’introduction sur les filtres à réseaux, nous présentons la fabrication et la caractérisation de filtres à réseaux métalliques suspendus ayant un très bon facteur de qualité. Enfin, nous terminons cette partie par la réalisation d’une matrice de différents filtres et sa mise en œuvre dans un spectro-imageur infrarouge.

Partie 1 : outils théoriques et expérimentaux

Dans la première partie, nous décrivons les différents outils théoriques et expérimentaux développés ou simplement utilisés au cours de cette thèse. En un premier temps, nous parlons de la modélisation électromagnétique des réseaux métalliques de fentes et nous étudions deux modèles. A chaque fois, le but est de calculer des spectres de l’amplitude transmise par les réseaux. Le premier modèle est appelé *méthode modale complète*. Ce code de calcul a été implémenté précédemment au Laboratoire de Photonique et de Nanostructures et il sera utilisé dans notre étude. La méthode modale complète comprend une seule approximation —la limitation du nombre de modes considérés—, ce qui en fait un code de calcul relativement lourd et d’une interprétation physique parfois compliquée. Aussi, nous avons choisi d’implémenter comme second modèle un code de calcul simplifié, inspiré de la littérature [2, 3]. Ce code nous permet de donner une interprétation physique plus immédiate des phénomènes se produisant dans les structures étudiées. Il comprend plusieurs approximations et il conviendra de vérifier que celles-ci sont compatibles avec les structures étudiées. Nous donnons une description plus détaillée des calculs électromagnétiques mis en œuvre dans ce second modèle.

Dans cette partie, nous décrivons également les différents bancs de caractérisation de nos structures. Plus précisément, nous cherchons dans ce travail à caractériser la lumière transmise par des réseaux métalliques de fentes sub-longueur d’onde. Nous présentons un banc nous permettant d’obtenir des spectres en intensité et un banc permettant d’obtenir la déformation subie par

le front d'onde incident après passage à travers nos structures —autrement dit, le déphasage—. Le premier banc de caractérisation spectrale a été développé au Laboratoire de Photonique et de Nanostructures dans le cadre de la thèse de Cyrille Billaudeau [4]. Il permet de faire une caractérisation angulaire en transmission ou en réflexion d'un motif d'une surface d'environ 2 mm^2 . Concrètement, il s'agit de faire varier l'angle d'incidence et d'enregistrer le spectre de l'intensité transmise pour chaque angle. Le montage est basé sur un spectromètre infrarouge à transformée de Fourier (on utilisera l'acronyme anglais FTIR), utilisant un détecteur externe. Au sujet de l'analyse de front d'onde, nous nous basons sur un interféromètre à décalage quadri-latéral (IDQL), développé à l'Onera dans le cadre de la thèse de Sabrina Velghe [5]. Ce banc comprend une source corps noir, un IDQL et une matrice de détecteurs nous permettant d'obtenir une cartographie spatiale des interférences qui, après traitement numérique, donnent en chaque point de la structure, une mesure de la phase de l'onde transmise.

Partie 2 : réalisation d'une transmittance complexe à base de réseaux sub-longueur d'onde

Dans la deuxième partie, nous montrons que les réseaux métalliques sub-longueur d'onde permettent de réaliser une transmittance complexe quelconque. Au chapitre 1, nous présentons une structure transmettant une amplitude (en module) pouvant être comprise entre 0 et 1, en faisant varier la largeur des fentes du réseau. Nous faisons ensuite remarquer que cette structure apporte également un déphasage qui dépend lui aussi de la largeur des fentes. Aussi, pour contrôler indépendamment l'amplitude et la phase transmises, nous proposons d'ajuster un deuxième paramètre géométrique, en l'occurrence la période du réseau. On arrive ainsi à concevoir plusieurs structures à déphasage constant mais à amplitude variable, ou inversement, uniquement en modifiant la géométrie latérale des réseaux. On présente ensuite la fabrication de plusieurs structures et on en mesure la transmittance complexe à l'aide des bancs de caractérisation présentés dans la première partie.

Dans le deuxième chapitre, nous proposons la réalisation d'une transmission optique sinusoïdale. Il s'agit de constituer un pavage de différents réseaux dont la transmission optique varie pour reconstituer une sinusoïde par paliers. Nous prenons par exemple le cas plus simple d'une sinusoïde 1D et présentons la géométrie des structures à fabriquer, en déterminant d'abord les niveaux de transmission que nous souhaitons. A l'aide de deux critères d'évaluation de la sinusoïde reconstituée, nous mettons en évidence que les différents déphasages induits par les différents réseaux utilisés ont une influence prépondérante sur la qualité de la reconstruction. Nous proposons alors deux méthodes de compensation de ces déphasages. Pour conclure le chapitre, nous abordons un exemple d'application où une transmittance sinusoïdale à deux dimensions sert d'élément diffractif de base à un analyseur de front d'onde optique par IDQL.

Partie 3 : spectro-imageur à réseaux sub-longueur d'onde

Dans la troisième partie, nous présentons l'utilisation des réseaux métalliques sub-longueur d'onde à des fins de filtrage spectral pour réaliser une caméra multi-spectrale, sur la bande $3\text{-}5 \text{ }\mu\text{m}$. Nous consacrons tout d'abord un chapitre à la présentation de différents filtres à base de réseaux. Nous montrons que les réseaux métalliques de fentes *suspendus* sont les structures les mieux adaptées à nos besoins. En 1999, Porto *et al.* [2] ont mis en évidence une transmission quasi totale dans ce type de structure, grâce à des phénomènes de résonances. Ceci nous permet donc d'utiliser ces réseaux comme des filtres passe-bande. En fin de chapitre, nous entrons plus en détail dans l'explication des mécanismes physiques qui sont alors mis en jeu.

Dans le deuxième chapitre, nous présentons la fabrication de réseaux suspendus en or et leur caractérisation. C'est à notre connaissance la première vérification expérimentale des prédictions théoriques de Porto *et al.* faites en 1999. Nous étudions ensuite l'influence des paramètres géométriques du réseau et de l'angle d'incidence sur la position spectrale et le facteur de qualité du pic de transmission. Nous proposons un moyen expérimental de déterminer les facteurs de qualité des résonances. Leur valeur (plusieurs dizaines) témoigne de la bonne qualité optique de nos structures. En outre, nous distinguons les origines des pertes —radiatives ou non radiatives— du résonateur.

Dans le troisième chapitre, nous réalisons une matrice de onze filtres opérant sur la bande 3-5 μm et l'intégrons à une caméra multi-voies développée précédemment à l'Onera. Le dispositif ainsi créé nous permet de faire de l'imagerie multi-spectrale. En guise d'illustration, nous analysons qualitativement la signature spectrale de la flamme d'un briquet.

Première partie

Outils théoriques et expérimentaux

1 Electromagnétisme dans les réseaux métalliques de fentes

Le but est de calculer la transmittance complexe des réseaux métalliques de fentes sub-longueur d'onde, en fonction de la longueur d'onde et des paramètres opto-géométriques du réseau. Plus précisément, il s'agit de calculer l'*amplitude* et la *phase* transmises. Nous ferons varier la période du réseau, la largeur de ses fentes, son épaisseur, l'angle d'incidence et les divers matériaux utilisés. Nous allons décrire les deux types de modélisations qui ont été abordés dans cette thèse. Nous évoquerons succinctement en un premier temps une *méthode modale complète* avant de donner plus de détails sur une *méthode modale simplifiée*, qui a été implémentée pendant la thèse. Notons que nous sommes dans le contexte des réseaux sub-longueur d'onde, ce qui se traduit par une longueur d'onde incidente très supérieure à la largeur des fentes et supérieure à la période. Ainsi, on se place dans le cadre particulier des structures périodiques où seul l'ordre 0 transmis est propagatif.

1.1 Présentation du système

Les structures que nous considérons consistent en des réseaux métalliques de fentes sub-longueur d'onde (figure 2). Concrètement, il s'agit de lamelles de métal de permittivité ϵ_{2m} ayant une épaisseur h . La périodicité est notée d et la largeur des fentes w . L'onde incidente atteint le réseau dans le plan (x, z) avec un angle d'incidence θ . L'indice du milieu d'incidence est noté n_1 (permittivité $\epsilon_1 = n_1^2$), cette région de l'espace est appelée *Région 1*. Dans les fentes, nous sommes en présence d'un diélectrique d'indice n_{2d} (permittivité $\epsilon_{2d} = n_{2d}^2$). La région du réseau —appelée *Région 2*— consiste donc en une alternance de milieux d'indices n_{2m} (permittivité $\epsilon_{2m} = n_{2m}^2$) et n_{2d} . Dans la région 3, sous le réseau, on note n_3 (permittivité $\epsilon_3 = n_3^2$) l'indice du diélectrique. Dans la suite, nous travaillerons dans le cas d'une lumière polarisée transverse magnétique (TM), c'est-à-dire avec le champ magnétique parallèle aux fentes. Dans les calculs, nous exprimerons alors systématiquement le champ \vec{H} , qui n'a qu'une composante selon l'axe \vec{y} . Cet état de polarisation sera justifié dans la suite.

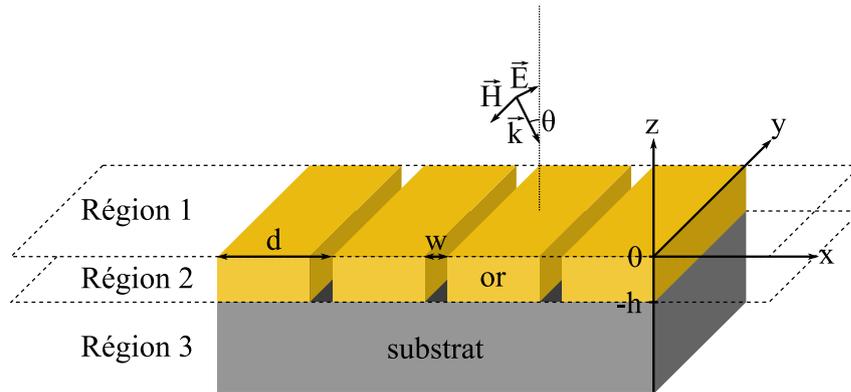


FIG. 2 – Réseau lamellaire. L'espace est divisé en trois régions : la région 1 est celle de l'onde incidente de vecteur \vec{k} , qui atteint la structure en faisant un angle θ avec la normale et qui est polarisée Transverse Magnétique (TM), c'est-à-dire avec le champ magnétique parallèle aux fentes. La région 2 est la région du réseau et la région 3 est la région du substrat, où est transmise l'onde. On note d la période du réseau, w la largeur de ses fentes et h son épaisseur.

L'objectif est de déterminer l'amplitude du champ électromagnétique dans les différentes

régions, plus particulièrement dans la région 3. En un premier temps, on va définir les expressions des champs magnétiques \vec{H}_i où i représente la région. Dans les régions 1 et 3, on décompose le champ sur une base d'ondes planes, homogènes ou inhomogènes. La structuration périodique selon \vec{x} impose, pour un vecteur d'onde incident donné, une quantification des vecteurs d'onde (formule des réseaux) :

$$k_x^{(n)} = k_x^{(0)} + n \frac{2\pi}{d} \quad (1)$$

où $k_x^{(n)}$ est la composante selon l'axe \vec{x} du vecteur d'onde de l'ordre n diffracté par le réseau. Notons que $k_x^{(n)}$ est invariant et se conserve dans les milieux 1 et 3. Par ailleurs, ces vecteurs forment une base complète, ce qui donne lieu aux expressions suivantes des champs magnétiques :

$$H_{y1}(x, z) = \exp[i(k_x^{(0)}x - k_{z1}^{(0)}z)] + \sum_{n=-\infty}^{\infty} R_n \exp[i(k_x^{(n)}x + k_{z1}^{(n)}z)] \quad (2)$$

$$H_{y3}(x, z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} T_n \exp[i(k_x^{(n)}x - k_{z3}^{(n)}(z + h))] \quad (3)$$

avec $k_x^{(n)2} + k_{zi}^{(n)2} = n_i^2 k_0^2$, où $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ est la norme du vecteur d'onde dans le vide et n_i l'indice de réfraction du milieu i .

Dans ces sommes infinies d'ondes planes, les termes R_n et T_n représentent les amplitudes complexes des ordres diffractés réfléchis et transmis. On cherchera particulièrement à déterminer les valeurs complexes de T_0 . En effet ce terme représente l'amplitude transmise dans l'ordre 0, qui est le seul ordre propagatif lorsqu'on étudie des structures dont la période est inférieure à la longueur d'onde incidente.

Nous venons de donner l'expression générale des champs magnétiques dans les régions 1 et 3. L'expression du champ dans la région 2 dépend de la modélisation choisie. Dans les paragraphes qui suivent, nous abordons brièvement la méthode modale complète, puis, nous détaillons un calcul modale simplifié, en précisant son cadre d'utilisation.

1.2 Méthode modale complète

Dans ce paragraphe, nous allons établir l'expression du champ magnétique dans la région 2 en suivant la méthode modale complète. Ces calculs ont été présentés par Botten en 1981 [6] et, à quelques mois d'écart, par Sheng en 1982 [7]. Ils ont été implémentés au LPN au cours de la thèse de Stéphane Collin [8]. Ce modèle consiste à considérer la région 2 comme un système multicouches infini selon \vec{x} et à chercher toutes les ondes pouvant exister dans cette structure. Dans cette région, on note $\vec{\kappa}^{(l)}$ le vecteur d'onde associé au mode l de la structure, et on exprime les champs sous une forme exponentielle, dans le métal et dans les fentes : $A_j \exp(i\kappa_{xj}^{(l)}x + \alpha_j) + B_j \exp(-i\kappa_{xj}^{(l)}x + \beta_j)$. " j " représente le milieu (métal : $j = m$, ou diélectrique : $j = d$), κ_{xj} la composante selon l'axe \vec{x} du vecteur d'onde dans le milieu j , A_j et B_j les amplitudes des ondes et enfin α_j et β_j des constantes dépendant de l'origine de l'axe \vec{x} . A l'interface entre le métal et la fente, on utilise alors la continuité des composantes tangentes des vecteurs \vec{E} et \vec{H} pour relier les deux expressions. On utilise également la propriété de pseudo-périodicité qui stipule que le champ, sur l'ensemble du réseau, est périodique selon \vec{x} à un terme de déphasage près qui dépend de l'angle d'incidence. On obtient alors l'équation modale suivante :

$$0 = \cos(k_0 d \sin \theta) - \cos[\kappa_{xm}^{(l)}(d - w)] \cos(\kappa_{xd}^{(l)} w) + \frac{1}{2} \left(\tau \frac{\kappa_{xd}^{(l)}}{\kappa_{xm}^{(l)}} + \frac{1}{\tau} \frac{\kappa_{xm}^{(l)}}{\kappa_{xd}^{(l)}} \right) \sin[\kappa_{xm}^{(l)}(d - w)] \sin(\kappa_{xd}^{(l)} w) \quad (4)$$

avec $\tau = \frac{\epsilon_{2m}}{\epsilon_{2d}}$ en polarisation TM et $\tau = 1$ en polarisation TE (champ \vec{E} parallèle aux fentes).

Il s'agit ensuite de résoudre cette équation, dont les solutions correspondent aux *modes* d'indice l de la structure. Concrètement on cherche les $\kappa_{xm}^{(l)}$ et $\kappa_{xd}^{(l)}$, qui sont les composantes selon l'axe \vec{x} des vecteurs d'ondes associés au mode l de la structure, respectivement dans le métal et dans le diélectrique. Ces deux composantes sont liées entre elles par la continuité des composantes selon l'axe \vec{z} : $\kappa_{zm}^{(l)} = \kappa_{zd}^{(l)} = \kappa_z^{(l)}$. La recherche des modes se fait numériquement, les détails sont donnés dans les références [8, 9]. Lors de cette résolution numérique, on ne retiendra qu'un nombre fini de solutions, autrement dit on ne considère dans la méthode modale complète qu'un nombre fini de modes. On ne prend alors pas en compte les solutions de grands vecteurs $\kappa^{(l)}$ (longueurs d'onde les plus courtes). Les amplitudes de ces modes sont faibles car ils pénètrent peu dans le métal et leur guidage dans les fentes se fait avec une forte atténuation. Les solutions $\kappa_z^{(l)}$ forment une base complète qui permet de décrire le champ \vec{H}_2 en l'exprimant comme suit, en ne gardant que les modes $-M$ à M :

$$H_{y2}(x, z) = \sum_{l=-M}^M X_l(x) [A_l \exp(i\kappa_z^{(l)} z) + B_l \exp(-i\kappa_z^{(l)} z)] \quad (5)$$

Il s'agit donc d'une somme dont on ne garde, pour la résolution numérique, que les modes $-M$ à M , avec $X_l(x)$ la dépendance en x du mode l . Nous disposons alors de l'expression du champ magnétique dans les trois régions de la structure, avec les valeurs de tous les vecteurs d'onde (exprimés par la formule des réseaux dans les régions 1 et 3 et déterminés par résolution numérique de l'équation modale dans la région 2). Dans chaque région, le nombre de vecteurs d'onde à considérer est fini et il convient notamment de choisir correctement le nombre de modes dans la région 2. Afin de déterminer les amplitudes, on relie les champs magnétiques des différentes régions par les équations de continuité de l'électromagnétisme (conservation de la composante parallèle du champ \vec{E} et conservation de la composante parallèle du champ \vec{H} —en l'absence de source—, à l'interface de deux régions). Des spectres seront présentés dans les autres parties de ce mémoire.

1.3 Méthode modale simplifiée : approximation à un mode

Le calcul modal complet représente une mise en œuvre relativement lourde, notamment pour une bonne résolution numérique de l'équation modale. De plus, la complexité des solutions trouvées peut rendre difficile la compréhension des phénomènes physiques qui se produisent dans la structure. Aussi, nous avons implémenté lors de cette thèse un modèle simplifié, basé sur les propositions de Porto *et al.* [2] ou de Lalanne *et al.* [3]. Dans ce modèle simplifié à *un mode*, il s'agit globalement de considérer les fentes comme des guides d'ondes plans *épais* (donc filtrant les modes non propagatifs) et *étroits* (donc limitant le nombre de modes propagatifs), indépendants les uns des autres, ce qui est le cas pourvu que les parois métalliques soient suffisamment larges (plusieurs dizaines d'épaisseur de peau). Ceci permet une simplification de la méthode complète présentée précédemment.

Le guide d'onde plan étroit

La région 2 est considérée comme une succession de guides d'onde plans indépendants. On ne va donc faire l'étude que d'un seul guide d'onde (figure 3) dont il s'agit alors de trouver les modes. Ces modes se trouvent en résolvant l'équation modale du guide d'onde plan, qui s'établit en considérant que l'onde effectue un aller-retour et deux réflexions sur les parois métalliques avant de revenir à son état initial :

$$(r_{dm}^{(l)})^2 \exp(2i\kappa_{xd}^{(l)}w) = 1 \quad (6)$$

$r_{dm}^{(l)}$ constitue le coefficient de réflexion de Fresnel d'une onde plane dans la fente (milieu de permittivité ϵ_{2d}) sur une paroi métallique (milieu de permittivité ϵ_{2m}). En polarisation TM, on a l'expression suivante pour le champ \vec{H} :

$$r_{dm}^{(l)} = \frac{\frac{\kappa_{xd}^{(l)}}{\epsilon_{2d}} - \frac{\kappa_{xm}^{(l)}}{\epsilon_{2m}}}{\frac{\kappa_{xd}^{(l)}}{\epsilon_{2d}} + \frac{\kappa_{xm}^{(l)}}{\epsilon_{2m}}} \quad (7)$$

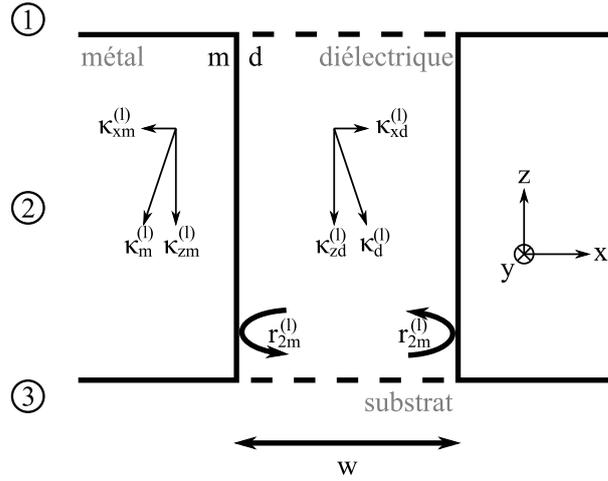


FIG. 3 – Les fentes du réseau sont considérées comme des guides d'onde plans indépendants les uns des autres, de longueur w . Pour chaque mode l , on note $\kappa_d^{(l)}$ le vecteur d'onde dans la fente et $\kappa_m^{(l)}$ le vecteur d'onde dans le métal. Pour obtenir l'équation des modes du guide d'onde plan, on utilise également les coefficients de réflexion sur les parois, notés $r_{2m}^{(l)}$.

L'équation modale du guide d'onde plan admet une infinité de solutions, chacune d'entre elles étant indexée l . Ces solutions sont des ondes propagatives qui peuvent être polarisées TM ou TE. Dans un guide d'onde plan, on montre (référence [10], page 597) que tous les modes l ont une fréquence de coupure, sauf le mode *fondamental* ($l = 0$). Quelle que soit la géométrie du guide d'onde, le mode fondamental est propagatif. En revanche, les autres modes (qu'ils soient polarisés TM ou TE) peuvent être évanescents si la fente est suffisamment étroite. Dans l'une des approximations de ce modèle simplifié, on se place dans le cas de figure d'une fente étroite (nous verrons dans quelques lignes ce que nous entendons par là). De plus, on va supposer que

le guide d'onde est *suffisamment long* (autrement dit le réseau *suffisamment épais*). Ainsi, on ne considérera dans les calculs de la région 2 qu'un seul mode : le mode fondamental. Tous les autres modes sont supposés être complètement atténués, ils ne traversent donc pas la fente. Le mode fondamental étant polarisé TM, il justifie l'état de polarisation dans lequel nous nous plaçons systématiquement, aussi bien pour les calculs que pour les mesures.

Le mode fondamental

L'approximation des fentes étroites nous permet de résoudre analytiquement l'équation modale (6), comme dans la référence [11]. En utilisant l'expression des coefficients de réflexion, l'équation modale du mode fondamental TM devient :

$$\left(\frac{\kappa_{xd}}{\varepsilon_{2d}} - \frac{\kappa_{xm}}{\varepsilon_{2m}}\right) \exp(i\kappa_{xd}w) = \pm \left(\frac{\kappa_{xd}}{\varepsilon_{2d}} + \frac{\kappa_{xm}}{\varepsilon_{2m}}\right) \quad (8)$$

Ce qui peut également s'écrire (en ne conservant que l'égalité associée au signe +) :

$$\frac{\kappa_{xd}}{\varepsilon_{2d}} \left[\frac{1 - \exp(i\kappa_{xd}w)}{1 + \exp(i\kappa_{xd}w)} \right] + \frac{\kappa_{xm}}{\varepsilon_{2m}} = 0 \quad (9)$$

Dans notre cas, la largeur des fentes est très faible donc on a : $|i\kappa_{xd}w| \ll 1$. D'où l'approximation, en effectuant le développement limité $\exp(i\kappa_{xd}w) \simeq 1 + i\kappa_{xd}w$ puis en utilisant à nouveau $|i\kappa_{xd}w| \ll 1$:

$$\left[\frac{1 - \exp(i\kappa_{xd}w)}{1 + \exp(i\kappa_{xd}w)} \right] \simeq -\frac{i\kappa_{xd}w}{2} \quad (10)$$

qui conduit donc à :

$$\frac{\kappa_{xd}}{\varepsilon_{2d}} \left(-\frac{i\kappa_{xd}w}{2} \right) + \frac{\kappa_{xm}}{\varepsilon_{2m}} = 0 \quad (11)$$

Par ailleurs, on rappelle que $\kappa_d^2 = \kappa_{zd}^2 + \kappa_{xd}^2 = \varepsilon_{2d}k_0^2$, $\kappa_m^2 = \kappa_{zm}^2 + \kappa_{xm}^2 = \varepsilon_{2m}k_0^2$. Or, les relations aux interfaces imposent que $\kappa_{zd} = \kappa_{zm}$. Alors, la permittivité d'un métal étant très supérieure —en valeur absolue— à celle d'un diélectrique, on peut écrire $\kappa_{xm} \simeq \sqrt{\varepsilon_{2m}}k_0$. Au final, on a l'expression suivante du vecteur d'onde du mode fondamental du guide d'onde métallique plan :

$$\kappa_{zd} \simeq \sqrt{\varepsilon_{2d}}k_0 \sqrt{1 + \frac{2i}{w\sqrt{\varepsilon_{2m}}k_0}} \quad (12)$$

Les modes évanescents

Pour que l'approximation à un mode soit valable, il faut en outre être dans un cas de figure où les modes évanescents sont effectivement négligeables. Ceci impose donc que le réseau soit suffisamment épais, autrement dit que le guide d'onde soit suffisamment long ou encore que h soit suffisamment élevé. Afin de déterminer l'ordre de grandeur de h , on va supposer que le métal est parfait, ce qui est une bonne approximation pour l'or dans le moyen infrarouge. Pour un métal parfait, l'indice effectif du mode l du guide d'onde plan s'exprime comme suit :

$$n_{eff}^{(l)} = \sqrt{1 - \left(\frac{l \cdot \lambda}{2w}\right)^2} \quad (13)$$

Cette équation renseigne sur la fréquence de coupure des modes : le mode l devient évanescant dès lors que $\lambda > \frac{2w}{l}$. Concernant l'épaisseur du réseau, dans le cas des fentes sub-longueur d'onde ($\lambda \gg w$) on peut faire en plus l'approximation suivante de l'équation (13) :

$$n_{eff}^{(l)} \simeq i \frac{l \cdot \lambda}{2w} \quad (14)$$

L'amplitude A_l du mode l diminue donc de façon exponentielle et, après traversée du guide d'onde sur une distance h , elle s'écrit $A_l = \exp\left(-\frac{l \cdot \pi}{w} \cdot h\right)$. Par exemple pour le premier mode évanescant ($l = 1$), $A_1(h) = \exp\left(-\frac{h}{\delta}\right)$ où $\delta = \frac{w}{\pi}$ est la profondeur d'atténuation. Pour $h = \delta = \frac{w}{\pi}$, on a $A_1 \simeq 0,37$, ce qui n'est pas encore négligeable. Nous garderons donc par la suite cette condition sur l'épaisseur des réseaux : $h \gg \frac{w}{\pi}$. Notons qu'à épaisseur donnée cette approximation est d'autant mieux justifiée que la fente est étroite.

L'approximation à un mode permet d'écrire le champ dans la région 2 —en fait, dans les fentes— sous la forme de la somme d'une onde d'amplitude A_0 se propageant dans le sens de z croissant et d'une onde d'amplitude B_0 se propageant dans le sens de z décroissant :

$$H_{y2}(x, z) = \cos(\kappa_{xd}x) [A_0 \exp[i\kappa_{zd}(z + h)] + B_0 \exp(-i\kappa_{zd}z)] \quad (15)$$

Nous disposons alors de l'expression du champ magnétique dans les trois régions de la structure, avec l'expression analytique du vecteur d'onde dans la région 2 —le mode fondamental du guide d'onde métallique plan— et les expressions des vecteurs d'ondes dans les régions 1 et 3, qui correspondent aux ordres diffractés réfléchis ou transmis. Afin de déterminer les diverses amplitudes, on va utiliser les relations de continuité des champs électromagnétiques entre les différents milieux. Nous ferons alors, aux interfaces, une intégration afin d'exprimer individuellement les diverses amplitudes.

Relations aux interfaces

Nous détaillons dans ce paragraphe les calculs faits pour relier entre eux les champs des différentes régions. Dans les paragraphes précédents, nous avons supposé que les fentes étaient indépendantes les unes des autres et que par ailleurs, le métal était épais. Ces approximations ont pour conséquence que le champ électromagnétique, en plein cœur du métal, sera supposé nul : l'onde incidente ne traverse la structure que via les fentes. Nous n'allons donc pas utiliser les mêmes conditions aux limites selon qu'on se trouve à une interface métal/diélectrique ou diélectrique/diélectrique.

Au niveau du métal, on va utiliser l'approximation d'impédance de surface. Sur une interface, l'impédance de surface est définie d'une façon générale par le rapport des composantes parallèles à la surface des champs électrique et magnétique :

$$Z' = \frac{E_{\parallel}}{H_{\parallel}} \quad (16)$$

Dans les lignes suivantes, nous allons déterminer l'expression de Z' dans le cas d'une interface semi-infinie. Considérons, dans le milieu d'indice n_1 et de permittivité ϵ_1 , un champ électrique

(magnétique) incident d'angle θ_1 (voir figure 4), d'amplitude notée E_i (H_i), et réfléchi par l'interface entre les milieux 1 et m . On note E_r (H_r) l'amplitude du champ réfléchi. On a donc, en polarisation TM :

$$Z' = \frac{E_{\parallel i} + E_{\parallel r}}{H_{\parallel i} + H_{\parallel r}} = \frac{E_i \cos \theta_1}{H_i} \frac{1 - r_{1m}}{1 + r_{1m}} = Z_0 \cos \theta_1 \frac{1 - r_{1m}}{1 + r_{1m}} \quad (17)$$

On note $Z' = Z_0 Z$, où $Z_0 = \frac{E_i}{H_i}$ est l'impédance du milieu d'incidence et s'écrit $Z_0 = \frac{\mu_0 c}{n_i}$. En normalisant par rapport à Z_0 on a donc :

$$Z = \cos \theta_1 \frac{1 - r_{1m}}{1 + r_{1m}} = \cos \theta_1 \frac{\epsilon_1 k_{zm}}{\epsilon_m k_{z1}} \quad (18)$$

$$Z = \frac{n_1 k_{zm}}{\epsilon_m k_0} \quad (19)$$

$$(20)$$

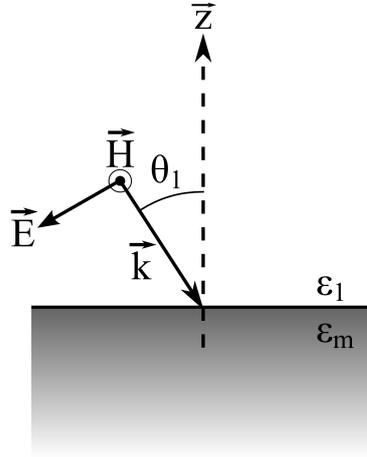


FIG. 4 – Pour exprimer l'impédance de surface sur une interface, on considère une onde d'incidence θ_1 . On exprime alors l'impédance comme le rapport entre les composantes parallèles à la surface des champs \vec{E} et \vec{H} .

Dans la suite, on va supposer que $k_{zm} \simeq n_m k_0$. Cette approximation est valable lorsque $|\epsilon_m| \gg 1$ (ce qui est le cas ici) et, pour les premiers ordres diffractés, lorsque la composante du vecteur d'onde tangentielle à la surface est faible par rapport à la composante normale. L'impédance de surface est donc considérée comme constante :

$$Z \simeq \frac{n_1}{n_m} \quad (21)$$

Dans les lignes qui suivent nous allons, grâce à l'approximation d'impédance de surface, établir un lien de proportionnalité entre le champ magnétique et sa dérivée spatiale. Nous donnons l'exemple de calcul pour le milieu 1. D'après l'équation de Maxwell-Ampère en absence de courant ($\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$), sachant qu'en polarisation $\vec{H}_1 = H_{y1} \vec{y}$ et $\vec{E}_1 = E_{x1} \vec{x} + E_{z1} \vec{z}$, on a :

$$E_{x1} = -\frac{i}{ck_0 \epsilon_0 \epsilon_1} \frac{\partial H_{y1}}{\partial z} \quad (22)$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide et ϵ_0 est la permittivité électrique du vide. Par ailleurs, étant donné la définition de l'impédance de surface on a :

$$E_{x1} = -Z'_1 H_{y1} \quad (23)$$

Il vient donc la relation de proportionnalité suivante, valable à l'interface $1/m$ de deux milieux semi-infinis :

$$\frac{\partial H_{y1}}{\partial z} = \eta_1 H_{y1} \quad (24)$$

avec $\eta_1 \simeq \frac{\epsilon_1 k_0}{inm}$ pour les premiers ordres diffractés. En raisonnant de façon similaire pour l'interface $m/3$, on a donc comme conditions aux limites métal/diélectrique :

$$\frac{\partial H_{y1}(x, z)}{\partial z} = \eta_1 H_{y1}(x, z) \text{ en } z = 0 \quad (25)$$

$$\frac{\partial H_{y3}(x, z)}{\partial z} = -\eta_3 H_{y3}(x, z) \text{ en } z = -h \quad (26)$$

Par ailleurs, au niveau de la fente, on utilise les conditions aux limites suivantes :

En $z=0$:

$$\text{Continuité de H : } H_{y1}(x, 0) = H_{y2}(x, 0) \quad (27)$$

$$\text{Continuité de E : } \frac{1}{\epsilon_1} \frac{\partial H_{y1}(x, z)}{\partial z} \Big|_{z=0} = \frac{1}{\epsilon_2} \frac{\partial H_{y2}(x, z)}{\partial z} \Big|_{z=0} \quad (28)$$

En $z=-h$:

$$\text{Continuité de H : } H_{y2}(x, -h) = H_{y3}(x, -h) \quad (29)$$

$$\text{Continuité de E : } \frac{1}{\epsilon_2} \frac{\partial H_{y2}(x, z)}{\partial z} \Big|_{z=-h} = \frac{1}{\epsilon_3} \frac{\partial H_{y3}(x, z)}{\partial z} \Big|_{z=-h} \quad (30)$$

Pour exprimer séparément les amplitudes de tous les ordres diffractés transmis et réfléchis, on fait une projection des équations de continuité sur chaque vecteur de la base d'ondes planes des régions 1 et 3. Le produit scalaire alors considéré consiste à effectuer une multiplication par une onde plane de vecteur d'onde $k_x^{(m)}$ et une intégration sur une période de la structure.

En $z=0$:

- On multiplie par $\exp(-ik_x^{(m)}x)$ les équations (27) et (25) et on intègre sur une période.
- On simplifie l'écriture avec l'équation (28) et on obtient alors R_m en fonction de A_0 et B_0 .
- Pour exprimer A_0 en fonction de B_0 , on injecte l'expression de R_m dans l'équation (27).

En $z=-h$:

- On multiplie par $\exp(-ik_x^{(m)}x)$ les équations (26) et (29) puis on intègre sur une période.
- On simplifie l'écriture avec l'équation (30) et on obtient alors T_m en fonction de A_0 et B_0 .
- Pour exprimer A_0 en fonction de B_0 , on injecte l'expression de T_m dans l'équation (29).

On dispose maintenant de deux équations mettant A_0 et B_0 en relation. On peut donc directement exprimer A_0 et B_0 en fonction des paramètres du problème. On en déduit par conséquent les amplitudes des ordres transmis et réfléchis :

$$B_0 = \frac{K^{(0)}(I_{1\delta}^{(0)} + 1)Y_{3+} \exp(-i\kappa_{zd}h)}{Y_{3+}Y_{1+} \exp(-i\kappa_{zd}h) - Y_{3-}Y_{1-} \exp(i\kappa_{zd}h)} \quad (31)$$

$$A_0 = -\frac{Y_{3-}}{Y_{3+}}B_0 \exp(i\kappa_{zd}h) \quad (32)$$

$$R_m = I_{1-}^{(m)}A_0 \exp(i\kappa_{zd}h) + I_{1+}^{(m)}B_0 + I_{1\delta}^{(m)}\delta_{m,0} \quad (33)$$

$$T_m = I_{3+}^{(m)}A_0 + I_{3-}^{(m)}B_0 \exp(i\kappa_{zd}h) \quad (34)$$

Avec :

$$Y_{3+} = I^0 - \sum_{n=-\infty}^{\infty} K^{(n)}I_{3+}^{(n)}$$

$$Y_{1+} = I^0 - \sum_{n=-\infty}^{\infty} K^{(n)}I_{1+}^{(n)}$$

$$Y_{3-} = I^0 - \sum_{n=-\infty}^{\infty} K^{(n)}I_{3-}^{(n)}$$

$$Y_{1-} = I^0 - \sum_{n=-\infty}^{\infty} K^{(n)}I_{1-}^{(n)}$$

$$K^{(m)} = \frac{2 \sin(k_x^{(m)} \frac{w}{2})}{k_x^{(m)}}$$

$$I_m = \frac{1}{\kappa_{xd} - k_x^{(m)}} \sin((\kappa_{xd} - k_x^{(m)}) \frac{w}{2}) + \frac{1}{\kappa_{xd} + k_x^{(m)}} \sin((\kappa_{xd} + k_x^{(m)}) \frac{w}{2})$$

$$I_{i-}^{(m)} = \frac{I_m}{w} \frac{1 - \frac{i\kappa_{zd}}{\eta_i} \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_2}}{1 - \frac{ik_{zi}^{(m)}}{\eta_i}}$$

$$I_{i+}^{(m)} = \frac{I_m}{w} \frac{1 + \frac{i\kappa_{zd}}{\eta_i} \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_2}}{1 - \frac{ik_{zi}^{(m)}}{\eta_i}}$$

$$I_{i\delta}^{(m)} = \frac{I_m}{w} \frac{1 + \frac{ik_{zi}^{(m)}}{\eta_i}}{1 - \frac{ik_{zi}^{(m)}}{\eta_i}}$$

$$I^0 = \frac{2}{\kappa_{xd}} \sin(\kappa_{xd} \frac{w}{2})$$

On exprime alors les intensités transmise (module au carré des champs) dans le milieu 3 et réfléchie dans le milieu 1 par les formules suivantes, en polarisation TM :

$$T_{totale} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_3} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\text{Re}(k_{z3}^{(n)})}{k_{z1}^{(0)}} \times (|T_n|)^2 \quad (35)$$

$$R_{totale} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\text{Re}(k_{z1}^{(n)})}{k_{z1}^{(0)}} \times (|R_n|)^2 \quad (36)$$

Ces formules prennent en compte la contribution de tous les ordres diffractés. Dans la suite, nous nous placerons dans le cas de figure où seul l'ordre 0 est transmis. Ces équations ont été implémentées sous environnement Scilab. Dans le paragraphe suivant, nous présenterons un exemple de spectre de transmission calculé pour un réseau en or déposé sur un substrat épais.

1.4 Premier exemple de spectre calculé

Dans ce paragraphe à titre d'exemple, nous présentons des spectres calculés en transmission sous incidence normale, en polarisation TM, d'un système composé d'un réseau en or déposé sur un substrat d'indice de réfraction $n_3 = 3$. La période du réseau vaut $d=2 \mu\text{m}$, la largeur des fentes $w=0,8 \mu\text{m}$ et l'épaisseur $h=0,5 \mu\text{m}$. Sur la figure 5, nous présentons des calculs de spectres de l'intensité dans le substrat, c'est-à-dire dans la région 3 sur le schéma de la figure 2. Les différentes courbes de couleurs représentent l'intensité calculée pour chacun des ordres diffractés par le réseau. Le nombre d'ordres transmis dépend de la longueur d'onde d'observation. Par exemple, pour une longueur d'onde $\lambda > 6 \mu\text{m}$, seul l'ordre 0 est transmis. En dessous de cette longueur d'onde, l'ordre ± 1 (nous sommes sous incidence normale) apparaît. Ceci s'explique par la formule des réseaux (équation 1). On peut exprimer le vecteur d'onde de l'ordre diffracté n comme suit :

$$k_{z_3}^{(n)} = \sqrt{\varepsilon_3 k_0^2 - k_x^{(n)2}} \quad (37)$$

Donc pour $k_x^{(n)} \geq n_3 k_0$, $k_{z_3}^{(n)}$ est nul ou imaginaire pur. Ainsi, l'énergie ne se propage pas sur cet ordre mais elle se dissipe le long des surfaces horizontales du métal. En transmission, l'ordre n disparaît pour :

$$\lambda \geq \frac{n_3 \cdot d}{n} \quad (38)$$

Avec $n_3=3$ et $d=6 \mu\text{m}$, les ordres ± 1 et ± 2 deviennent évanescents pour des longueurs d'onde respectivement supérieures à $6 \mu\text{m}$ et $3 \mu\text{m}$, ainsi que l'illustre la figure 5. Dans la suite de notre travail, nous nous placerons exclusivement dans le cas de figure où seul l'ordre 0 est transmis.

Sur cette même figure on constate que, parallèlement à l'apparition/disparition d'un ordre diffracté à une longueur d'onde donnée, l'intensité transmise dans l'ordre 0 diminue, pour une longueur d'onde très proche (et est alors principalement réfléchi). Cette constatation a été faite par Rayleigh en 1907 [12], consécutivement aux observations faites par Wood en 1902 [13]. Nous reparlerons de ces *anomalies de Wood-Rayleigh* ultérieurement (§ 1.2.2, p. 65).

On observe que le maximum de transmission est inférieur à 0,5. Ainsi, on va pouvoir augmenter la transmission d'un facteur 2 et dans la suite, nous ferons appel à des réseaux déposés sur un empilement de diélectriques, ou au contraire *suspendus* dans le vide. Le principe de calcul dans le cas d'empilement multi-couches est donné dans le paragraphe suivant.

1.5 Empilement multi-couches et matrice S

Nous étudierons par la suite des réseaux en or déposés sur un empilement de couches de diélectriques. Afin de calculer la transmission et la réflexion de la structure globale, nous allons utiliser un formalisme matriciel pour relier les différents éléments qui composent le système. Plus particulièrement, nous allons utiliser un formalisme de *matrice S*. La matrice S d'un système — qui peut être une interface entre deux diélectriques, un réseau, une simple couche diélectrique... — relie les amplitudes des ondes entrantes (notées U et D sur la figure 6) aux amplitudes des ondes

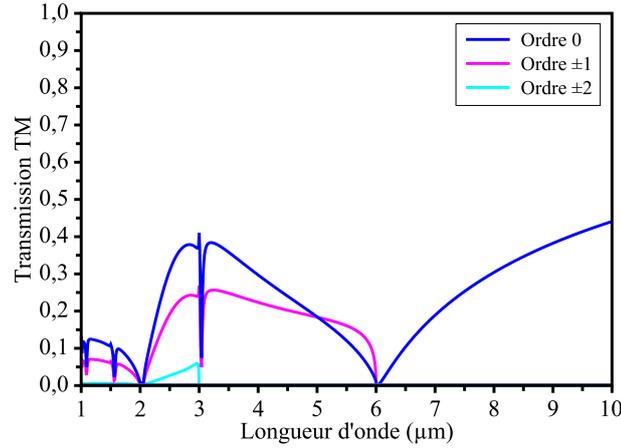


FIG. 5 – Calculs de spectres en transmission d'un réseau en or déposé sur un substrat, sous incidence normale. L'indice du substrat vaut $n_3 = 3$, la période du réseau $d=2 \mu\text{m}$, la largeur des fentes $w=0,8 \mu\text{m}$ et l'épaisseur $h=0,5 \mu\text{m}$. Les différentes courbes représentent l'intensité transmise dans les différents ordres diffractés. L'apparition/disparition des ordres se produit lorsque la composante verticale de son vecteur d'onde devient imaginaire pure. On constate alors une diminution de l'intensité transmise dans l'ordre 0. Dans la suite de nos études, on se placera dans le cas de figure où seul l'ordre 0 est transmis.

sortantes (notées R et T sur la figure 6). Ainsi, les éléments qui constituent la matrice S d'un système consistent simplement en les coefficients de réflexion et de transmission.

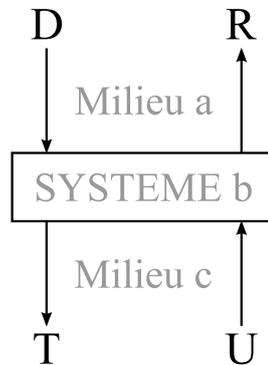


FIG. 6 – Le formalisme de la matrice S relie les amplitudes des ondes entrantes (D et U) à celles des ondes sortantes (R et T). Le système considéré peut être un réseau, une interface entre deux diélectriques, une couche diélectrique...

La matrice S exprime donc la relation suivante :

$$\begin{pmatrix} R \\ T \end{pmatrix} = (S) \begin{pmatrix} D \\ U \end{pmatrix} \quad (39)$$

avec :

$$(S) = \begin{pmatrix} r_{ac} & t_{ca} \\ t_{ac} & r_{ca} \end{pmatrix} \quad (40)$$

Dans le cas où le système global comporte un réseau déposé sur une ou plusieurs couches de diélectrique, on va exprimer la matrice S du système en fonction des coefficients de réflexion et de transmission des éléments considérés séparément. Pour une couche de diélectrique b séparant les milieux a et c , on considère deux matrices S et une matrice de propagation : (S_{ab}) la matrice de l'interface ab , Σ la matrice de propagation dans la couche de diélectrique et (S_{bc}) la matrice de l'interface bc . En exprimant et en développant individuellement chaque matrice (S) on exprime la matrice (S_{ac}) du système entier comme suit :

$$(S_{ac}) = \begin{pmatrix} r_{ac} & t_{ca} \\ t_{ac} & r_{ca} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{ab} + t_{ba}(Id - \Sigma r_{bc}\Sigma r_{ba})^{-1}\Sigma r_{bc}\Sigma t_{ab} & t_{ba}(Id - \Sigma r_{bc}\Sigma r_{ba})^{-1}\Sigma t_{cb} \\ t_{bc}\Sigma(Id - \Sigma r_{ba}\Sigma r_{bc})^{-1}t_{ab} & r_{cb} + t_{bc}\Sigma(Id - \Sigma r_{ba}\Sigma r_{bc})^{-1}r_{ba}\Sigma t_{cb} \end{pmatrix} \quad (41)$$

où Id est la matrice identité. Notons que, contrairement au formalisme *matrice de transfert*, un empilement de plusieurs systèmes ne se traduit pas par un simple produit matriciel.

Expression des différents termes

En présence d'un réseau, les coefficients de réflexion et de transmission qui composent la matrice S sont eux-mêmes des matrices puisque nous sommes en présence de plusieurs ordres diffractés, qu'ils soient propagatifs ou évanescents. Ces matrices donnent les amplitudes de tous les ordres diffractés, pour tous les ordres incidents. Si on considère $2p + 1$ ordres diffractés, la première colonne de la matrice contient les éléments concernant l'ordre incident $-p$, la deuxième $-p + 1$, etc... Les matrices de passage à l'interface entre deux diélectriques sont des matrices diagonales contenant simplement l'expression classique du coefficient de Fresnel, pour la transmission ou pour la réflexion (équations 7). La matrice Σ est une matrice de propagation. C'est donc une matrice diagonale contenant le déphasage lié à la propagation et l'atténuation due aux pertes.

Bilan

Nous venons de décrire les moyens d'obtenir par le calcul les spectres de transmission et de réflexion d'un système composé d'un réseau déposé sur un empilement de couches minces. Dans les paragraphes qui suivent, nous allons décrire les dispositifs expérimentaux que nous allons utiliser pour mesurer ces spectres. Le premier banc sera utilisé pour caractériser l'intensité transmise par les réseaux tandis que le second permettra de mesurer le déphasage induit.

2 Banc de caractérisation en intensité

Le banc de caractérisation de l'intensité transmise a été développé au LPN dans le cadre de la thèse de Cyrille Billaudeau [4]. Ce banc permet d'obtenir des spectres en transmission (ou en réflexion), en lumière polarisée et sous incidence variable. Il est basé sur un spectromètre infrarouge à transformée de Fourier. La mesure peut se faire du proche infrarouge jusqu'à l'infrarouge lointain, et cela grâce aux différentes sources et détecteurs disponibles. L'étude angulaire se fait à l'aide de platines de rotation motorisées. Le schéma de la figure 7 décrit les trois ensembles qui constituent le dispositif :

A- la source : le spectromètre infrarouge à transformée de Fourier : il permet de sonder spectralement la réponse d'un échantillon sur un large domaine de longueurs d'onde (de 0,7 à 16 μm pour notre modèle, un Bruker Equinox 55/S).

- B- le système de focalisation : il permet d'adapter le faisceau incident qui sort du spectromètre (large et sans polarisation) en un faisceau de diamètre maîtrisé à l'aide d'un diaphragme —au minimum 1 mm— et polarisé linéairement. Le diamètre minimum du faisceau nous impose de fabriquer des réseaux sur une surface suffisamment grande. Le contrôle de la polarisation nous permet de travailler avec un faisceau polarisé TM, comme pour les spectres calculés. De plus, on peut ajuster l'angle de convergence de la lumière incidente, c'est-à-dire la résolution angulaire de la mesure.
- C- le système de détection : deux plateaux entraînés par deux platines de rotation motorisées et coaxiales permettent de changer indépendamment l'angle d'incidence du faisceau sur l'échantillon et l'angle de détection du signal. En outre, les platines de rotation permettent d'effectuer des mesures en réflexion.

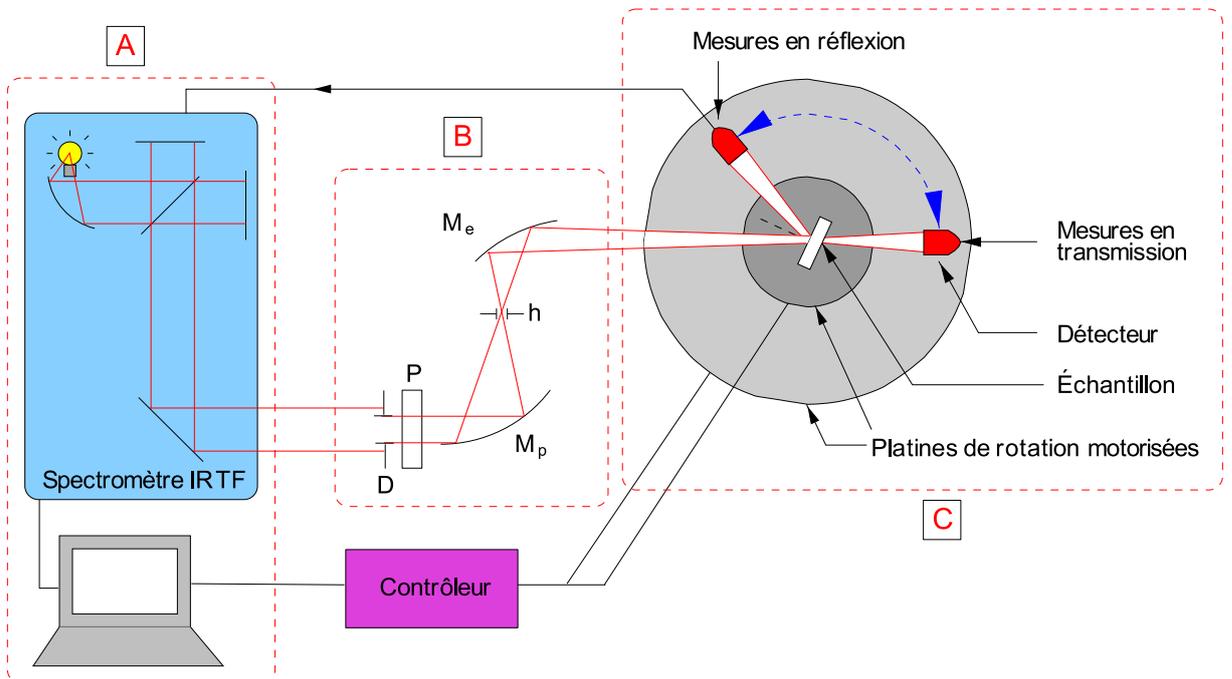


FIG. 7 – Banc de mesures résolues spectralement et angulairement, permettant de caractériser l'intensité transmise ou réfléchi. Il est composé de trois parties : (A) spectromètre IRTF, (B) optique de focalisation, (C) porte-échantillon et platines de rotation permettant de fixer l'angle d'incidence et l'angle de détection. Les flèches bleues symbolisent un déplacement du détecteur pour faire des mesures en transmission ou en réflexion. D : diaphragme. P : polariseur. M_e et M_p : miroirs de renvoi. h : trou micrométrique.

Nous verrons dans la suite de ce mémoire des caractérisations en intensité transmise réalisées pour des angles d'incidence de 0° à 40° .

3 Banc de mesure de la phase

Dans le paragraphe précédent, nous avons décrit le moyen expérimental dont nous disposons pour caractériser l'intensité de la lumière transmise à travers nos structures. Cependant, les réseaux induisent également un déphasage sur l'onde incidente et il est donc nécessaire de pouvoir

mesurer ce déphasage. Le banc de mesure de déphasage (figure 8) est basé sur un interféromètre à décalage quadri-latéral et a été mis en place à l’Onera dans le cadre de la thèse de Sabrina Velghe [5]. L’interférométrie à décalage quadri-latéral est un principe d’analyse de front d’onde développé par Primot [14] et est basée sur un objet diffractif nommé *Masque de Hartmann Modifié* (MHM).

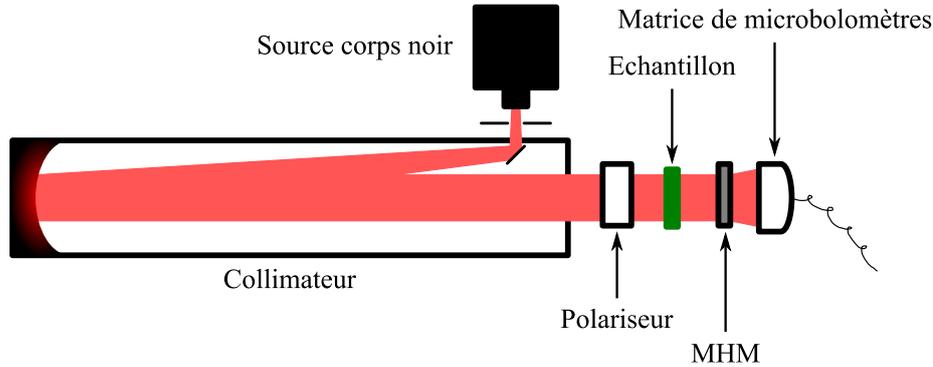


FIG. 8 – Le dispositif d’analyse de front d’onde utilisé est basé sur le principe d’interférométrie à décalage quadri-latéral. L’ensemble corps-noir+collimateur+polariseur produit une onde plane polarisée qui traverse l’échantillon. L’onde plane est alors déformée puis analysée par l’ensemble MHM+détecteur.

La source est un corps noir, chauffé à 1200° . Le rayonnement issu du corps noir passe par un collimateur (focale 760 mm, diamètre 120 mm), afin de former une onde plane. Dans le cadre de nos applications, cette onde plane est ensuite polarisée avant de passer à travers l’échantillon. Elle est alors déformée par celui-ci. La déformation est analysée par l’ensemble MHM+détecteur (une matrice de microbolomètres non refroidie, de 320×240 pixels) et nous allons détailler le principe de cette mesure.

Principe d’interférométrie à décalage quadri-latéral

Comme son nom l’indique, l’analyse de front d’onde par interférométrie à décalage quadri-latéral (IDQL) repose sur l’analyse de la figure d’interférences de quatre répliques du front d’onde dont on veut déterminer la déformation. L’obtention de ces quatre répliques se fait à l’aide d’un composant devant diffracter quatre ordres. La figure 9 donne le principe de la mesure : un front d’onde dont on cherche à connaître la déformation passe à travers la structure diffractive. Celle-ci diffracte quatre répliques de l’onde incidente, avec des angles différents. Ces quatre répliques se propagent et interfèrent ; la figure d’interférence contient toutes les informations sur la déformation du front d’onde initial. Elle est détectée par une caméra et est traitée numériquement par analyse de Fourier. On peut ainsi remonter à la forme du front d’onde initial (voir les étapes de calculs au paragraphe 3.1). Cette technique permet de réaliser des mesures de front d’onde dans l’infrarouge. Elle présente l’avantage d’être adaptée aussi bien aux mesures de front d’onde à variation lente que de sauts de phase [15] et, de plus, les mesures peuvent se faire sans avoir de faisceau de référence.

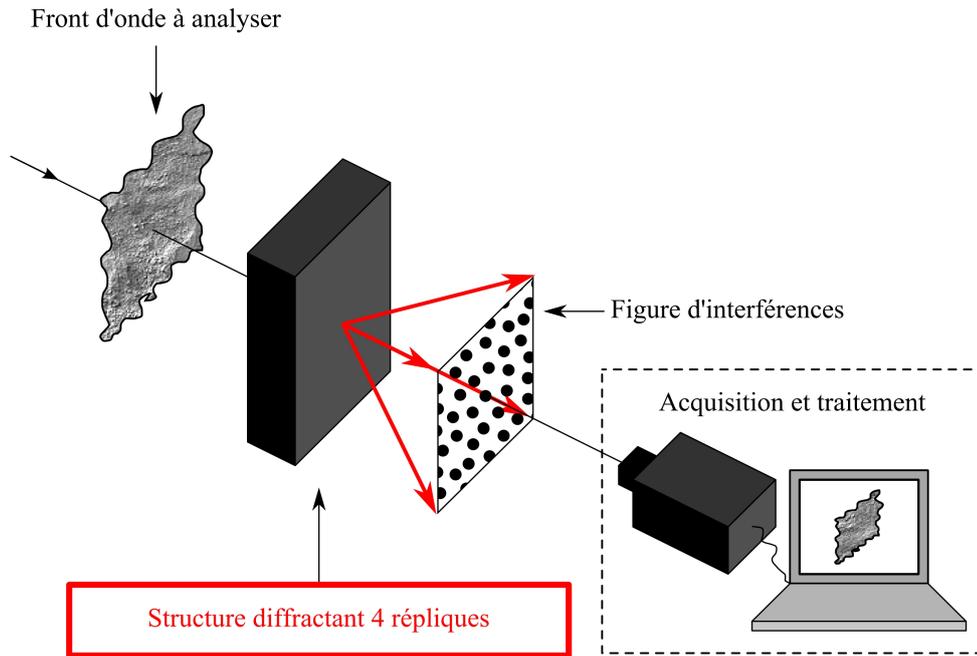


FIG. 9 – L’interférométrie à décalage quadrilatérale est basée sur un objet diffractant quatre répliques du front d’onde à analyser. La figure d’interférences de ces quatre répliques est acquise puis traitée informatiquement pour remonter à la forme du front d’onde initial.

Quel objet diffractif pour obtenir quatre répliques ?

Dans le cadre de l’analyse de surfaces d’onde à l’aide du MHM, on cherche à diffracter exactement quatre ordres en utilisant comme objet diffractif un motif ayant une transmittance sinusoïdale à deux dimensions. En effet, la transformée de Fourier d’une telle transmittance fait apparaître quatre pics. Il s’agit donc de reconstituer une transmittance de type $T(x, y) = \sin(x) \cdot \sin(y)$, sinusoïdale dans les deux dimensions comme présenté à la figure 10(a). Typiquement, on va prendre une sinusoïde ayant une période de $400 \mu\text{m}$ dans les deux directions. La transformée de Fourier 2D de $T(x, y)$ est présentée sur la figure 10(b). On y voit les quatre ordres diffractés, numérotés $\{+1; +1\}$, $\{+1; -1\}$, $\{-1; +1\}$ et $\{-1; -1\}$.

3.1 Théorie de la mesure du déphasage par interférométrie à décalage bi-latéral

Qu’exprime l’interférogramme ?

Dans ce paragraphe, par souci de simplicité nous présentons le principe de calcul de l’analyse de front d’onde monochromatique détaillé dans les références [5, 14], pour un interféromètre à décalage bi-latéral (IDBL) basé sur un composant diffractif de transmittance sinusoïdale 1D. Il s’agit donc d’expliquer pourquoi et comment on arrive à déterminer la forme du front d’onde incident à partir de l’interférogramme que l’on acquiert avec la caméra. Dans le cas d’un composant de transmittance sinusoïdale 1D, l’interférogramme est issu de l’interférence de deux répliques de l’onde à analyser. L’amplitude du front d’onde incident s’écrit, en $z = 0$, sous la forme $A_0(x) = a_0 \exp[ikf(x)]$, elle se propage selon l’axe z de la figure 11. La fonction $f(x)$ représente la déformation de ce front d’onde, ici homogène à une longueur. $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ est le vecteur

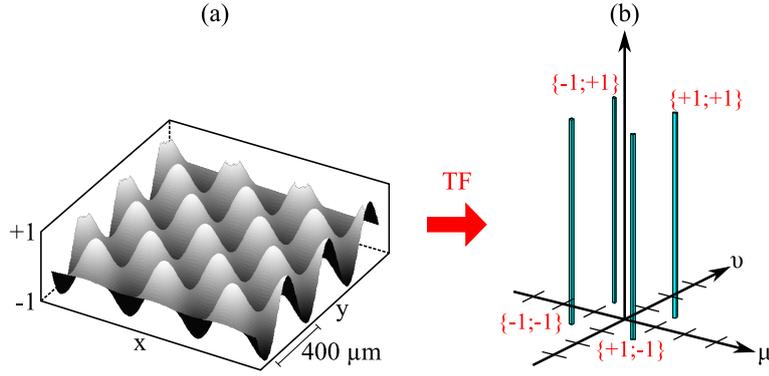


FIG. 10 – (a) : Transmittance sinusoidale à deux dimensions (produit de sinusoides). Une telle transmittance est l'élément diffractif idéal pour un IDQL. L'amplitude varie de -1 à $+1$, la période est un paramètre à déterminer en fonction de l'utilisation. On prend typiquement $400 \mu\text{m}$ dans les deux directions. (b) : transformée de Fourier d'une sinusoides 2D. On voit quatre ordres diffractés.

d'onde. Le front d'onde traverse un composant de transmittance $t(x) = \cos\left(\frac{2\pi x}{p}\right)$ de période p . On note alors l'amplitude résultante $A(x)$:

$$A(x) = A_0(x)t(x) \quad (42)$$

$$A(x) = a_0 \exp[ikf(x)] \cos\left(\frac{2\pi x}{p}\right) \quad (43)$$

$$A(x) = a_0 \exp[ikf(x)] \frac{\exp\left(\frac{2i\pi x}{p}\right) + \exp\left(-\frac{2i\pi x}{p}\right)}{2} \quad (44)$$

$$A(x) = \frac{a_0}{2} \exp\left[i\left(kf(x) + \frac{2\pi x}{p}\right)\right] + \frac{a_0}{2} \exp\left[i\left(kf(x) - \frac{2\pi x}{p}\right)\right] \quad (45)$$

$$(46)$$

Nous venons d'exprimer l'amplitude de la figure d'interférence $A(x)$ juste après le composant de transmittance sinusoidale. Puisqu'on veut analyser la figure d'interférence on va utiliser une caméra, qui est placée à une distance z . Il faut donc connaître l'expression $A(x, z)$, qui représente la figure d'interférence en z . Considérons le cas simple où l'onde à analyser est une onde plane ($f(x)$ est une constante). On sait alors que le composant de transmittance sinusoidale va diffracter deux ondes planes selon ses deux ordres. L'angle de diffraction α de chaque ordre est donné par la relation $\alpha = \sin^{-1}\left(\frac{\lambda}{p}\right)$. Les deux répliques d'onde plane subissent une rotation d'axe y et d'angle $\pm\alpha$. Typiquement, pour une longueur d'onde $\lambda = 8 \mu\text{m}$ et $p = 400 \mu\text{m}$, on trouve $\alpha = 1,15^\circ$. La rotation est donc très faible et pour simplifier les calculs, on va supposer qu'il s'agit en fait d'une simple translation selon l'axe x , définie par un décalage (*shear* en anglais) $\frac{s(z)}{2}$ avec $s(z) = 2 \tan(\alpha) z \simeq 2\alpha z$.

Dans le cas où l'onde que l'on veut analyser n'est pas plane, on va avoir une déformation $f(x)$ qui n'est pas constante. La figure de diffraction peut donc être complexe. Cependant lorsque la déformation est d'amplitude faible, on va pouvoir considérer que l'onde est simplement répliquée et décalée, comme si elle était plane. De fait, on va exprimer l'amplitude de l'onde transmise à

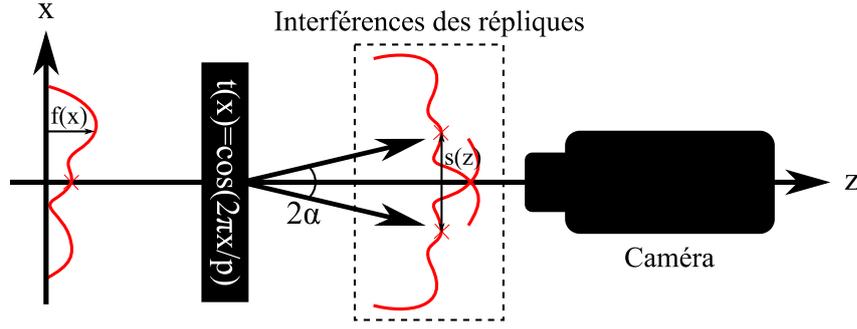


FIG. 11 – Principe d’interférométrie à décalage bi-latéral. Le front d’onde déformé à analyser est dupliqué après avoir traversé une transmittance $t(x) = \cos(2\pi x/p)$. Les deux répliques subissent une rotation d’axe \vec{y} et d’angle α faible. Ceci est assimilé à une translation $s(z)$ d’axe \vec{x} . Les répliques interfèrent et se propagent selon \vec{z} pour atteindre une caméra.

traverse la transmittance en fonction de la distance z comme suit, avec un décalage latéral de $\pm \frac{s(z)}{2}$:

$$A(x, z) = \frac{a_0}{2} \exp \left[ikf\left(x + \frac{s(z)}{2}\right) + i\frac{2\pi x}{p} \right] + \frac{a_0}{2} \exp \left[ikf\left(x - \frac{s(z)}{2}\right) - i\frac{2\pi x}{p} \right] \quad (47)$$

Il vient l’intensité observée en z :

$$I(x, z) \propto A(x, z)\bar{A}(x, z) \quad (48)$$

$$I(x, z) = I_0 \left(1 + \cos \left[\frac{4\pi x}{p} + k \left(f\left(x + \frac{s}{2}\right) - f\left(x - \frac{s}{2}\right) \right) \right] \right) \quad (49)$$

$$(50)$$

Le décalage $s(z)$ des deux répliques étant très faible, nous pouvons écrire $f\left(x + \frac{s(z)}{2}\right) - f\left(x - \frac{s(z)}{2}\right) \simeq s(z) \frac{\partial f}{\partial x}$ et donc exprimer l’intensité comme suit :

$$I(x, z) \simeq I_0 \left(1 + \cos \left(\frac{4\pi x}{p} + s(z)k \frac{\partial f}{\partial x} \right) \right) \quad (51)$$

Nous venons donc de montrer que l’interférogramme résultant d’un décalage bi-latéral a un profil sinusoïdal —avec une composante continue—, modulé en fréquence spatialement par la déformation et la distance d’observation. La figure 12(a) présente la figure d’interférences observée lors de l’analyse d’un front d’onde plan. On observe la modulation sinusoïdale de l’intensité selon l’axe \vec{x} , comme présenté par l’équation (51). La figure 12(b) présente la figure d’interférences dans le cas d’un interféromètre à décalage quadri-latéral, basé sur un composant de transmittance sinusoïdale à deux dimensions. Les interférences des quatre ordres qui sont alors diffractés consistent en un ensemble de points lumineux dont les positions dépendent de la forme du front d’onde.

Dans le paragraphe suivant, nous décrivons le principe de traitement de cet interférogramme qui permet de remonter à la forme du front d’onde initial.

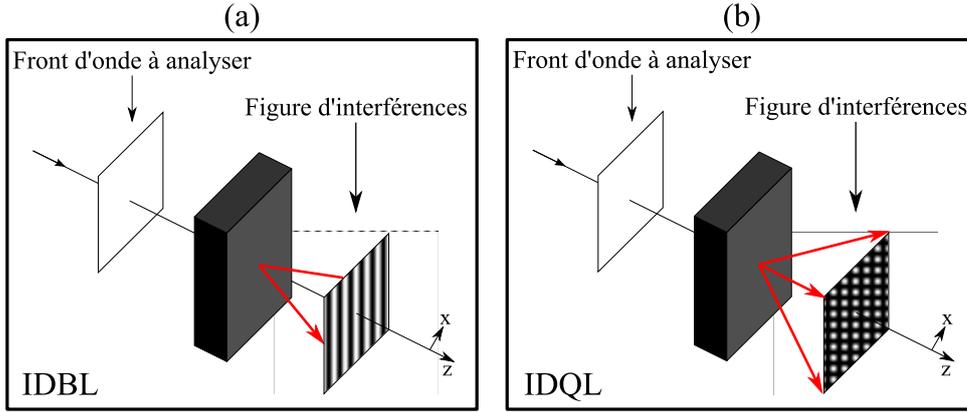


FIG. 12 – *Figure d'interférences des interféromètres à décalage multi-latéral. Le front d'onde déformé à analyser est dupliqué après avoir traversé un composant de transmittance $t(x) = \cos\left(\frac{2\pi x}{p}\right)$ pour l'IDBL (a) ou $t(x, y) = \sin\left(\frac{2\pi x}{p}\right) \cdot \sin\left(\frac{2\pi y}{p}\right)$ pour l'IDQL (b). Si le front d'onde à analyser est plan, l'amplitude de l'interférogramme en (a) varie spatialement comme une sinusoïde 1D, tandis qu'en (b) il s'agit d'une sinusoïde 2D. Pour un front d'onde incident déformé, les interférogrammes sont modifiés.*

Traitement de l'interférogramme

Le traitement de l'interférogramme permet de remonter à la forme du front d'onde initial $f(x)$. Pour ce faire, on effectue une transformée de Fourier :

$$TF \left[\frac{I(x, z)}{I_0} \right] = \delta(0) + \frac{1}{2} TF \left[\exp\left(\frac{4i\pi x}{p}\right) \exp\left(is(z)k \frac{\partial f}{\partial x}\right) + \exp\left(-\frac{4i\pi x}{p}\right) \exp\left(-is(z)k \frac{\partial f}{\partial x}\right) \right] \quad (52)$$

$$TF \left[\frac{I(x, z)}{I_0} \right] = \delta(0) + \frac{1}{2} \left(TF \left[\exp\left(\frac{4i\pi x}{p}\right) \right] * TF \left[\exp\left(is(z)k \frac{\partial f}{\partial x}\right) \right] + TF \left[\exp\left(-\frac{4i\pi x}{p}\right) \right] * TF \left[\exp\left(-is(z)k \frac{\partial f}{\partial x}\right) \right] \right) \quad (53)$$

$$TF \left[\frac{I(x, z)}{I_0} \right] = \delta(0) + \frac{1}{2} \left(\delta\left(u - \frac{2}{p}\right) * TF \left[\exp\left(is(z)k \frac{\partial f}{\partial x}\right) \right] + \delta\left(u + \frac{2}{p}\right) * TF \left[\exp\left(-is(z)k \frac{\partial f}{\partial x}\right) \right] \right) \quad (54)$$

Le calcul du spectre de Fourier fait apparaître trois pics. Le pic $\delta(0)$ correspond à la composante continue de l'interférogramme contenant, le cas échéant, les informations sur l'intensité transmise. Les deux pics $\delta(u \pm \frac{2}{p})$, correspondent aux deux ordres diffractés par la transmittance sinusoïdale idéale. On voit que leur enveloppe, exprimée par $TF \left[\exp\left(isk \frac{\partial f}{\partial x}\right) \right]$ contient les informations sur la déformation du front d'onde. Pour extraire ces informations, c'est-à-dire remonter

à $f(x)$, il s'agit alors de faire une transformée de Fourier inverse. On a alors l'expression de $\exp\left(isk\frac{\partial f}{\partial x}\right)$ puis de $isk\frac{\partial f}{\partial x}$ en prenant le logarithme. Enfin, s et k étant connus, une intégration permet d'obtenir le profil $f(x)$.

Bilan

Nous venons de voir le principe d'analyse de surface d'onde basé sur l'interférométrie à décalage latéral. Nous avons considéré ici le cas monochromatique du dispositif idéal, pour lequel la transmittance du composant diffractif est parfaitement sinusoïdale. Dans la suite du mémoire, nous verrons la mise en œuvre de cette technique pour mesurer le déphasage induit par des réseaux métalliques de fentes.

Deuxième partie

Codage de transmittance optique complexe à l'aide de réseaux métalliques

Introduction

La structuration d'une couche de matériau par des motifs périodiques permet de moduler l'indice effectif de la couche. On arrive ainsi, à partir d'un unique matériau, à composer l'indice de notre choix en ajustant la structuration à l'échelle sub-longueur d'onde. Ce principe est connu sous le nom de *théorie des indices effectifs* et a été décrit notamment dans les références [16, 17]. La microstructuration de diélectriques permet de réaliser des fonctions optiques telles que des anti-reflet [18, 19, 20, 21, 22, 23, 24] ou encore des lames quart d'onde [25, 26]. Le grand intérêt de l'*ingénierie d'indice* à l'aide de microstructures est, d'une part, de donner l'accès à des valeurs d'indices qui n'existent pas avec les matériaux usuels. D'autre part, on peut facilement faire varier l'indice sur des petites échelles en modifiant simplement la structuration du matériau, à épaisseur constante. Ceci est nettement plus compliqué à réaliser si on imagine faire une juxtaposition de plusieurs matériaux, ou alors d'un même matériau mais d'épaisseurs différentes. La possibilité de créer un motif à indice variable permet de concevoir des fonctions optiques. Lorsqu'elles mettent en jeu des microstructures, on parle alors de composants *binaires*. Les exemples les plus connus consistent à reconstituer un prisme [27, 28], comme schématisé sur la figure 1, ou une lentille [29] à l'aide de microstructures. L'objectif est de recréer le même profil de variation de phase, à 2π près, en microstructurant une couche de matériau. Par exemple sur la figure 1, on présente en (a) le profil que l'on veut reconstituer. En (b), on donne son équivalent en optique diffractive (réseau échelette) dans lequel on supprime les épaisseurs entraînant un déphasage de $2k\pi$. En (c) on compose un tel motif avec l'aide de microstructures, en faisant varier l'espacement entre les plots pour modifier linéairement l'indice effectif. La structuration de matériaux à l'échelle micrométrique permet la réalisation de réseau échelette tolérant spectralement [30].

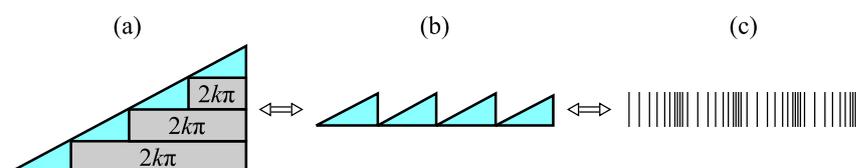


FIG. 1 – *Equivalent de prisme en structures binaires. (a) : prisme. On met en évidence les déphasages $2k\pi$. (b) : équivalent en optique diffractive. (c) : équivalent en optique binaire.*

Plus généralement, grâce aux microstructures il est donc possible de composer une variation d'indice quelconque, selon les besoins de l'application. On pourra également citer des applications de mise en forme de faisceaux laser [31] où l'on constitue un pavage de différents *indices*, donc de différentes structures.

Lorsqu'elles sont dans le domaine du visible, les applications citées précédemment trouvent essentiellement un intérêt à la microstructuration pour la compacité ou l'efficacité des dispositifs. En effet dans le visible, on dispose de nombreux matériaux aux indices optiques très variés mais

déposer plusieurs matériaux côte-à-côte présente des difficultés de fabrication. Cela est moins vrai dans l'infrarouge moyen et lointain où les matériaux disponibles sont moins nombreux, souvent méconnus et parfois d'une utilisation dangereuse pour la santé (KRS-5, ZnSe...). Aussi, la réalisation d'indices optiques artificiels (les *métamatériaux*) trouve, dans ces gammes de longueur d'onde, un double intérêt : celui de créer des indices *nouveaux* et de pouvoir les juxtaposer sur des petites surfaces.

Contrôler un indice optique revient à contrôler l'amplitude et la phase transmise à travers un matériau. Dans cette partie, nous étudions la transmittance complexe à travers les réseaux métalliques de fentes sub-longueur d'onde. Nous verrons dans le premier chapitre que l'utilisation de réseaux métalliques va nous permettre de contrôler indépendamment l'intensité et la phase transmises par des structures d'épaisseur constante, en modifiant la période et la largeur des fentes. Le fait de travailler avec des réseaux sub-longueur d'onde nous place dans le régime non diffractif où seul l'ordre 0 est transmis. En juxtaposant des structures de géométries différentes, on peut ainsi composer des motifs de phase —comme pour le prisme—, mais aussi des motifs d'amplitude, ou encore les deux à la fois, et ce sur des petites dimensions. Cette souplesse d'utilisation, caractéristique des réseaux métalliques sub-longueur d'onde, présente ces structures comme d'excellents candidats pour le codage de motifs de transmittance complexe par paliers sur de faibles dimensions, dans le domaine de l'infrarouge. Dans le deuxième chapitre, nous proposons la réalisation d'un motif réalisant une transmittance sinusoïdale à l'aide d'une juxtaposition de différents réseaux et présentons des critères d'évaluation de la transmittance reconstituée. Enfin, nous proposons un exemple d'application à la reconstruction d'une transmittance sinusoïdale généralisée au cas 2D : l'analyse de front d'onde à décalage multi-latéral.

Contrôle de la transmittance complexe à l'aide de réseaux métalliques de fentes

Sommaire

1.1	Calculs de la transmittance complexe	27
1.1.1	Description de la structure	28
1.1.2	Contrôle de l'amplitude transmise	28
1.1.3	Influence des structures sur le déphasage	32
1.2	Caractérisation des transmittances	34
1.2.1	Fabrication des échantillons	34
1.2.2	Caractérisation de la transmission optique	35
1.2.3	Caractérisation en phase transmise	38
1.3	Conclusion du chapitre	43

Dans ce chapitre, nous allons montrer que les réseaux métalliques sub-longueur d'onde ouvrent la voie à la conception de masques optiques dont le profil peut aller du plus simple (gradient linéaire de transmission) au plus élaboré (incluant le double codage de l'amplitude et de la phase de l'onde transmise). On peut introduire, pour illustrer notre propos, la notion de transmittance complexe $T = |T|\exp(i\psi)$, où chaque terme $|T|$ ou ψ peut être codé selon une fonction prédéfinie. Outre la possibilité de coder une transmittance complexe élaborée, les structures sub-longueurs d'onde permettent aussi de les coder sur des petites dimensions. Dans ce chapitre, nous montrons théoriquement et expérimentalement que les réseaux métalliques de fentes permettent d'obtenir un module transmis $|T|$ compris entre 0 et 1, en modifiant uniquement la géométrie latérale des structures (période et largeur de fentes), et ce avec un bon contrôle ($\pm 3\%$). Nous mettrons également en évidence l'influence de ces structures sur la phase ψ transmise. Nous verrons que cette transmission met en jeu des mécanismes non-résonants, ce qui va conférer à nos structures une certaine tolérance spectrale.

1.1 Calculs de la transmittance complexe

Dans les paragraphes qui suivent, nous présentons des calculs de spectres du module et de la phase transmis par des réseaux en or, déposés sur un substrat traité anti-reflet. En un premier

temps, nous détaillons la géométrie de la structure étudiée. Puis, nous présentons des calculs d'amplitude transmise avant d'aborder l'aspect du déphasage. Les calculs montrent qu'il est possible de concevoir des structures permettant de transmettre entre 0% et presque 100% de la lumière polarisée TM.

1.1.1 Description de la structure

Nous présentons ici la structure étudiée, schématisée sur la figure 1.1. Nous allons d'abord choisir le substrat. La gamme spectrale de notre étude —entre 5 μm et 8 μm — nous a fait choisir un substrat en arseniure de gallium (GaAs), du fait de sa transparence dans l'infrarouge et de son indice optique variant peu sur cette gamme spectrale (n_{GaAs} varie entre 3,24 et 3,30, d'après la référence [32]). Typiquement, l'épaisseur du substrat est de 300 μm . Puisqu'on cherche à réaliser une structure permettant une transmission maximale de 1, on traite le substrat anti-reflet. Pour ce faire, on peut faire appel à une couche en diélectrique, dont l'indice de réfraction doit répondre à la relation $n_{AR} = \sqrt{n_{\text{air}} n_{\text{GaAs}}}$. Pour une longueur d'onde de 7 μm , on a $n_{\text{GaAs}} = 3,28$. On a donc $n_{AR} \simeq 1,81$. Le nitrure de silicium (Si_3N_4) semble être un bon candidat pour être utilisé comme anti-reflet. En effet son indice, que nous estimons à $n_{\text{Si}_3\text{N}_4} \simeq 2,05$, est proche de la valeur idéale. L'épaisseur optimale e de la couche anti-reflet se calcule par la relation $e = \frac{\lambda}{4n_{\text{Si}_3\text{N}_4}}$. En prenant $\lambda = 7 \mu\text{m}$, on a $e \simeq 850 \text{ nm}$. La face de sortie du substrat est donc traitée anti-reflet par cette couche.

Au niveau de la face d'entrée, on pourrait penser à utiliser un réseau dans une configuration telle qu'il joue le rôle d'anti-reflet. Cependant, cette solution ne sera pas retenue. En effet on s'attend à ce que, pour une géométrie légèrement différente de la configuration anti-reflet, la transmission varie rapidement. Ainsi, il faudrait pouvoir contrôler très précisément la géométrie du réseau, pour pouvoir ajuster le niveau de transmission en fonction de nos besoins. C'est dans le but de diminuer les contraintes de fabrication que nous choisissons donc de déposer une couche anti-reflet en Si_3N_4 , également sur la face d'entrée du substrat. Cependant, nous verrons plus tard (§ 1.1.3, p. 32) que cette couche va augmenter le déphasage de l'onde transmise.

Comme schématisé sur la figure 1.1, on dépose ensuite un réseau en or sur une face. On choisira par exemple une épaisseur $h = 830 \text{ nm}$ et une périodicité $d = 2 \mu\text{m}$. En effet comme nous l'avons vu dans la première partie (§ 1.3, p. 5), l'épaisseur du réseau doit être suffisamment importante pour que les modes non propagatifs qui sont dans les fentes soient suffisamment atténués. Pour des fentes étroites, plus le réseau est épais, plus l'approximation consistant à ne garder que le mode fondamental dans les fentes est juste. Un dépôt d'épaisseur $h = 830 \mu\text{m}$ est un bon compromis entre les besoins et les contraintes technologiques. Au sujet de la période, nous souhaitons ne transmettre que l'ordre 0, c'est-à-dire supprimer tous les autres ordres diffractés par le réseau. Ainsi comme nous l'avons vu dans la première partie (§ 38, p. 12), nous avons une condition sur la période du réseau : $d \leq \frac{\lambda}{n_{\text{Si}_3\text{N}_4}}$. Nous imposons une période $d = 2 \mu\text{m}$, ce qui laisse la possibilité de descendre jusqu'à des longueurs d'onde d'environ 4 μm .

1.1.2 Contrôle de l'amplitude transmise

Dans ce paragraphe, nous allons montrer d'abord d'un point de vue théorique qu'il est possible d'obtenir une amplitude transmise arbitraire comprise entre 0 et 1, et ce en faisant simplement varier la largeur des fentes du réseau. Par exemple sur la figure 1.2, nous présentons en rouge des spectres calculés (méthode modale simplifiée) de l'amplitude transmise, en polarisation TM sous incidence normale, en fonction de la largeur des fentes, pour une longueur d'onde de 7 μm . On constate qu'en faisant varier la largeur des fentes entre 0 (couche métallique non structurée)

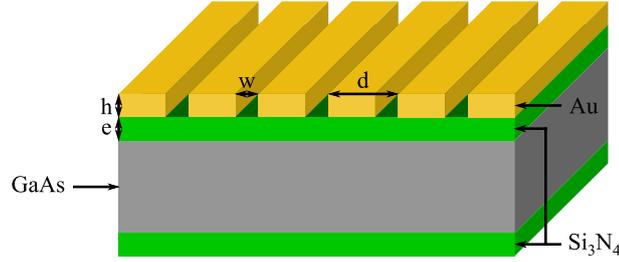


FIG. 1.1 – Structure utilisée pour obtenir une transmittance entre 0 et 1. Les réseaux en or ont une épaisseur $h = 830$ nm et sont déposés sur un substrat en GaAs poli double-face, préalablement traité anti-reflet à $\lambda = 7$ μm par deux couches de Si_3N_4 d'épaisseur $e = 850$ nm chacune. La période est de $d = 2$ μm , la largeur des fentes w est variable et dépend de la transmittance souhaitée.

et 2 μm (pas de métal), la transmission varie entre 0 et 0,98, grâce à la présence des couches anti-reflet. Ainsi, il nous est possible d'obtenir la transmission de notre choix simplement en ajustant la largeur des fentes. Notons que pour les fentes très larges par rapport à la période ($w \geq 1,8$ μm), on est à la limite de validité de l'approximation à un mode.

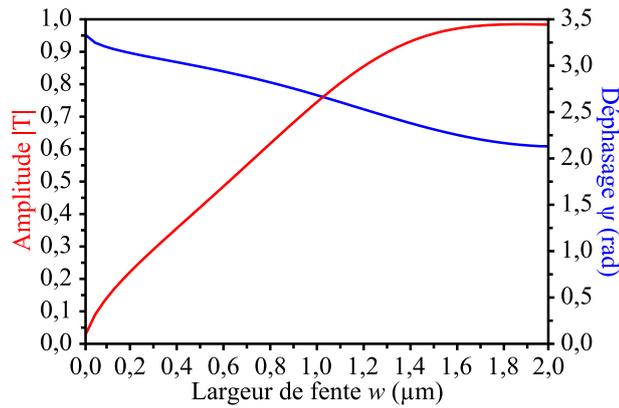


FIG. 1.2 – Calculs à $\lambda = 7$ μm de la transmittance à l'aide du modèle simplifié. On trace l'amplitude (en rouge) et la phase (en bleu) en fonction de la largeur des fentes. La structure se compose d'un substrat en GaAs traité anti-reflet par une couche de diélectrique sur chaque face et un réseau en or, d'une épaisseur de 830 nm et d'une période de 2 μm sur l'une des faces. En faisant varier la largeur des fentes, on peut obtenir des amplitudes transmises entre 0 et 0,98, grâce aux couches anti-reflet. Pour des largeurs de fentes entre 0,2 μm et 1,4 μm , l'évolution de l'amplitude est quasiment linéaire. En bleu, on voit que l'onde transmise par le réseau subit un déphasage variable avec la largeur des fentes.

Modélisation

Nous proposons ici un modèle physique simplifié pour expliquer les variations de la transmittance complexe observées sur la figure 1.2. L'onde incidente traverse le réseau et effectue des aller-retour dans la première couche de diélectrique avant d'être transmise dans le substrat. Lors

de ces aller-retour (dans la région 3 sur la figure 1.3), l'onde se réfléchit sous le réseau. Elle subit alors un déphasage et une variation d'amplitude qui est directement liée à la géométrie du réseau. Comme schématisé sur la figure 1.3, le réseau peut être assimilé à une interface dont les coefficients de transmission (t_{13} ou t_{31}) et de réflexion (r_{13} ou r_{31}) varient avec la géométrie. On exprime alors la transmission dans le substrat comme celle à travers une simple couche mince par l'équation :

$$t_{14} = \frac{t_{13}t_{34} \exp(ik_{z3}e)}{1 - r_{34}r_{31} \exp(2ik_{z3}e)} \quad (1.1)$$

avec k_{z3} composante verticale du vecteur d'onde dans la région 3.

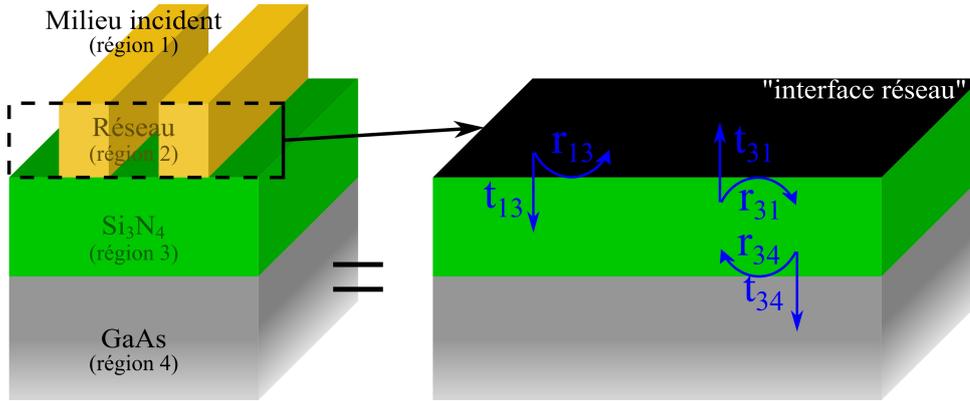


FIG. 1.3 – Mécanisme de transmission à travers la structure. Le réseau peut être considéré comme une interface entre les régions 1 et 3, aux coefficients de transmission et de réflexion notés t_{13} , t_{31} , r_{13} et r_{31} . Après la traversée de cette interface, l'onde incidente effectue des aller-retour dans la couche de la région 3 avant d'être transmise dans le substrat. La transmission s'écrit donc sous la forme donnée par l'équation (1.1).

L'onde traverse ensuite le substrat dans lequel on néglige les aller-retour, puisqu'on a ensuite la deuxième couche anti-reflet. Dans l'équation (1.1), seuls les termes t_{13} et r_{31} . Les variations du module de la transmission $|t_{14}|$ vont donc être décrites par les variations de $|t_{13}|$ et $|r_{31}|$.

Etude du dénominateur

On va étudier ici le module du dénominateur de l'équation (1.1). Premièrement, on va faire l'approximation $|\exp(2ik_{z3}e)| \simeq 1$ car l'indice du milieu 3 est supposé réel. Ensuite, le coefficient $|r_{34}|$ est constant puisqu'il ne dépend pas de la largeur des fentes. Il s'agit simplement du coefficient de réflexion de l'interface $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{GaAs}$. On a alors $|r_{34}| \simeq 0,23$. Nous allons maintenant évaluer $|r_{34}.r_{31}| = |0,23.r_{31}|$, que nous représentons en vert sur la figure 1.4. On constate que ce terme est faible et a ses valeurs entre 0,05 et 0,25. Ce terme étant complexe, cela a pour conséquence une variation maximum du module du dénominateur $|1 - r_{34}.r_{31}|$ entre 0,75 et 1,25.

Etude du numérateur

On va étudier ici le module du numérateur de l'équation (1.1). Comme précédemment, on fait l'approximation $|\exp(ik_{z3}e)| \simeq 1$ car l'indice est réel. Ensuite, le coefficient $|t_{34}|$ est constant puisqu'il ne dépend pas de la largeur des fentes. Il s'agit simplement du coefficient de transmission

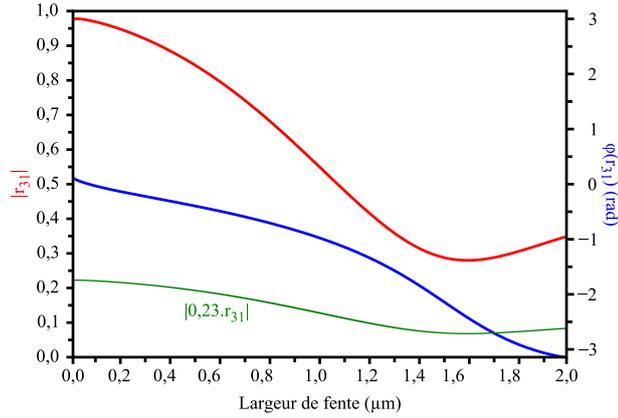


FIG. 1.4 – Module de l’onde après réflexion sous le réseau ($|r_{31}|$) en fonction de la largeur des fentes (épaisseur d’or de 830 nm et période de 2 μm , pour une longueur d’onde de 7 μm). Cette courbe suit les mêmes variations que celle de la structure totale, avec les couches anti-reflet (en rouge sur la figure 1.2).

de l’interface $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{GaAs}$. On a alors $|t_{34}| \simeq 0,77$. Nous allons maintenant évaluer $|0,77.t_{13}|$, que nous représentons en vert sur la figure 1.5.

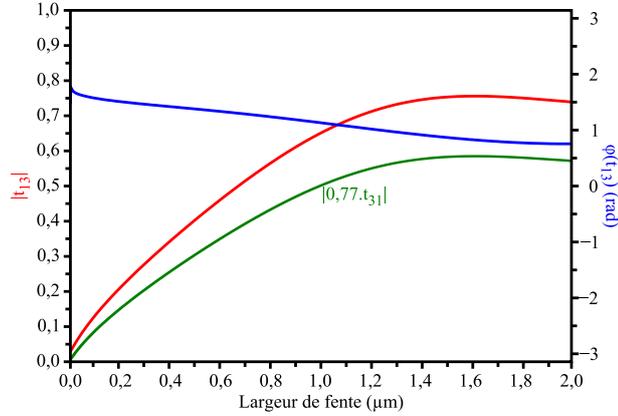


FIG. 1.5 – Module de l’onde après traversée du réseau ($|t_{13}|$) en fonction de la largeur des fentes (épaisseur d’or de 830 nm et période de 2 μm , pour une longueur d’onde de 7 μm). Cette courbe suit les mêmes variations que celle de la structure totale, avec les couches anti-reflet (en rouge sur la figure 1.2).

Le numérateur voit son module évoluer entre 0 et 0,55. Nous concluons donc que le module de la transmission à travers la structure dépend non seulement de la transmission à travers le réseau ($|t_{13}|$) mais aussi de la réflexion ($|r_{31}|$) sous le réseau qui se produit lors des aller-retour dans la première couche anti-reflet. Dans le paragraphe suivant, nous verrons que ces termes influencent également la phase de l’onde transmise.

1.1.3 Influence des structures sur le déphasage

Nous venons de voir que l'utilisation de réseaux de fentes sub-longueur d'onde permettait de coder, en amplitude, une transmittance quelconque. Nous avons expliqué comment la traversée du réseau et la réflexion sous le réseau modulent l'amplitude de l'onde transmise, en fonction de la largeur des fentes. Les réseaux métalliques de fentes donnent également lieu à un déphasage de l'onde transmise, variable en fonction de la largeur des fentes. Certains auteurs en tirent profit et on notera par exemple la référence [33] où Shi *et al.* proposent la conception d'une lentille à base d'une membrane métallique, percée par des fines fentes de largeur variable. Dans cet article, où la structure n'est pas un réseau mais plutôt une juxtaposition *a priori* non-périodique de fentes, les auteurs considèrent chaque fente comme un guide d'onde métallique plan, à l'intérieur duquel on peut calculer un *indice effectif*, donné par la relation :

$$n_{eff} \simeq \sqrt{\varepsilon_2} \sqrt{1 + \frac{2i}{w\sqrt{\varepsilon_m}k_0}} \quad (1.2)$$

Cet indice effectif se déduit, pour les fentes étroites, du vecteur d'onde du mode fondamental du guide d'onde plan (voir l'équation (12) dans la première partie, § 1.3, p. 5). La figure 1.6 présente l'évolution de la partie réelle de l'indice effectif du mode fondamental du guide d'onde plan en fonction de la largeur de ce guide d'onde. On constate que pour les fentes supérieures à 200 nm, l'indice effectif est très proche de 1. Pour tirer profit de la variation d'indice effectif dans les fentes —comme les auteurs le font dans la référence [33]— il faut donc utiliser des fentes très fines, typiquement inférieures à 200 nm.

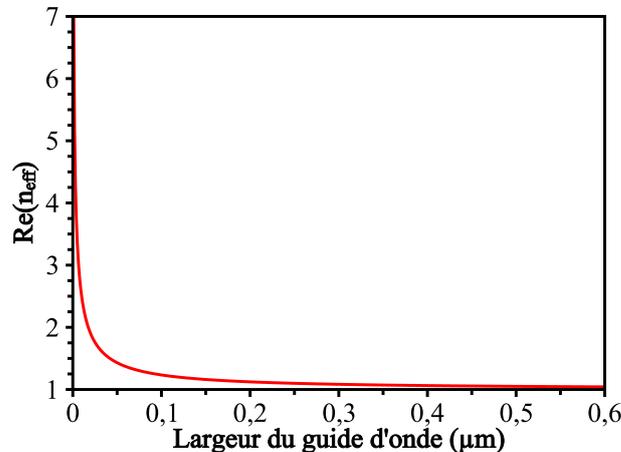


FIG. 1.6 – Partie réelle de l'indice effectif du mode fondamental du guide d'onde plan métallique en fonction de la largeur du guide d'onde. Le métal est de l'or, le guide d'onde est vide. On constate que plus le guide d'onde est étroit, plus l'indice effectif est élevé. Pour des guides d'onde larges, l'indice effectif se rapproche de 1.

Etant donné les contraintes technologiques liées à la fabrication des fentes très étroites, nous travaillerons avec des fentes supérieures à 200 nm. Dans cette gamme, l'indice effectif n'explique alors plus la dépendance entre le déphasage et w . On constate d'ailleurs que pour une même largeur de fente, le déphasage varie en fonction de la période du réseau. Les courbes de la figure 1.7 sont des calculs de l'amplitude transmise (en (a)) et de la phase transmise (en (b)), pour des

réseaux de géométries différentes. Plus précisément, on fait varier la période du réseau et l'on présente les calculs pour cinq structures, de période $1\ \mu\text{m}$, $1,5\ \mu\text{m}$, $2\ \mu\text{m}$, $2,5\ \mu\text{m}$ et $3\ \mu\text{m}$. En abscisse, on donne la largeur des fentes divisée par la période (taux d'ouverture : $\frac{w}{d}$). Considérons maintenant des réseaux ayant une même largeur de fente ($1\ \mu\text{m}$) et des périodes différentes, de 2 et $3\ \mu\text{m}$ ($\frac{w}{d}$ respectivement égal à $0,5$ et $0,33$). La figure 1.7(b) nous montre que bien qu'ayant la même largeur de fente, les deux structures donnent lieu à des déphasages différents (en traits pointillés rouges : $3,09\ \text{rad}$ et $2,86\ \text{rad}$). La variation du déphasage est donc non seulement liée à la largeur des fentes, mais aussi à la période du réseau.

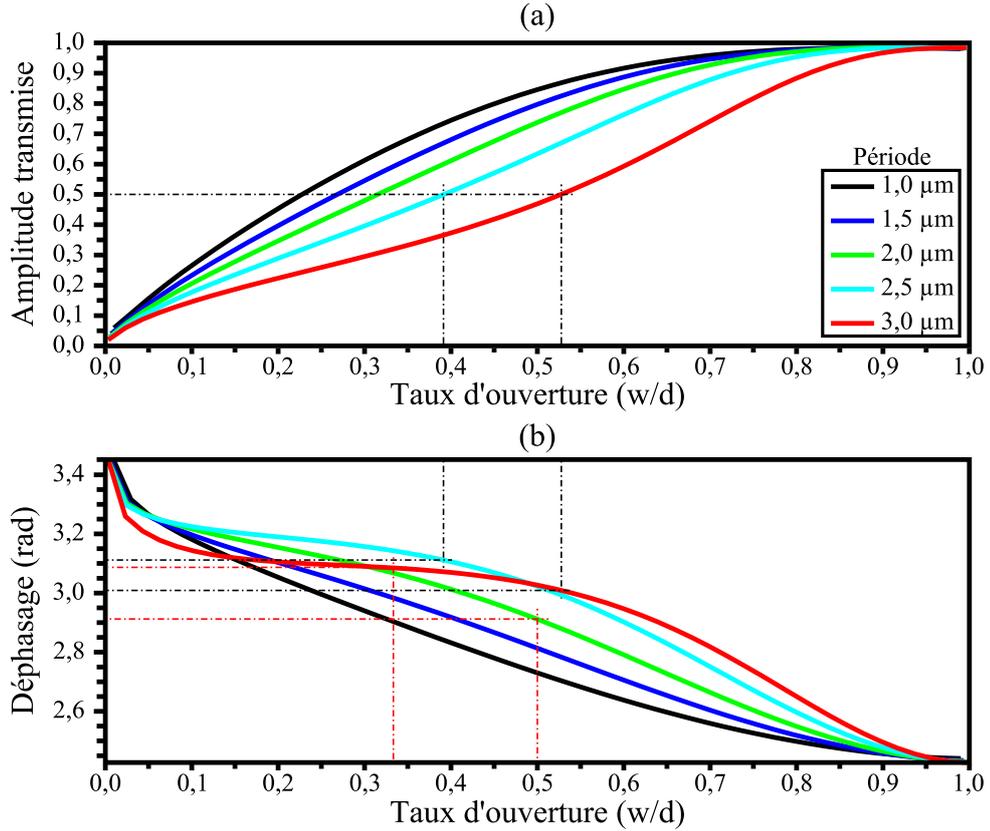


FIG. 1.7 – Amplitude et phase transmises calculées (modèle simplifié), en fonction du taux d'ouverture $\frac{w}{d}$, à $7\ \mu\text{m}$, pour des réseaux d'une épaisseur de $830\ \text{nm}$. Les différentes courbes présentent des réseaux ayant différentes périodes. Modifier la période offre un degré de liberté supplémentaire pour ajuster l'intensité et la phase transmises.

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que le module de l'amplitude transmise par la structure dépend du coefficient de transmission à travers le réseau ainsi que du coefficient de réflexion sous le réseau. Nous allons également étudier l'influence de ces coefficients sur le déphasage de l'onde transmise. Comme précédemment, nous allons étudier le numérateur et le dénominateur de l'expression donnée à l'équation (1.1), en fonction de la largeur des fentes.

Etude du numérateur

Le terme $\arg(t_{34})$ est nul puisqu'il s'agit simplement du coefficient de transmission de l'interface $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{GaAs}$. Le terme $\arg(\exp(ik_{z3}e))$ est constant. Sur la figure 1.5, on présente en

bleu $\arg(t_{13})$ en fonction de la largeur des fentes. Cette grandeur varie d'environ 1 radian, en diminuant avec la largeur des fentes.

Etude du dénominateur

Au dénominateur de l'équation (1.1), le terme $\arg(t_{34})$ est nul. Comme au numérateur, le terme $\arg(\exp(2ik_{z3}e))$ est constant. Sur la figure 1.4, on présente en bleu $\arg(r_{31})$ en fonction de la largeur des fentes. Cette grandeur varie d'environ π radian, en diminuant avec la largeur des fentes. Etant donné le module maximum de ce terme (voir paragraphe 1.1.2), l'argument du dénominateur varie donc sur une plage maximum de $\Delta\theta_{\max} = 2 \cdot \tan^{-1}(0,23) \simeq 0,46$ rad. Nous concluons donc que le déphasage induit par la structure totale dépend non seulement de la transmission à travers le réseau ($\arg(t_{13})$) mais aussi de la réflexion ($\arg(r_{31})$) sous le réseau qui se produit lors des aller-retour dans la première couche anti-reflet.

Ingénierie de transmittance

Nous venons de montrer que les réseaux métalliques de fentes codent non seulement l'amplitude transmise, mais aussi en parallèle la phase transmise. Or selon l'application, le déphasage peut avoir une importance primordiale. Ainsi, on va chercher à contrôler indépendamment l'amplitude et la phase. Ceci peut se faire en modifiant la période du réseau. Comme cela est montré sur la figure 1.7, pour une même amplitude transmise on peut faire varier le déphasage selon les besoins en modifiant le facteur de remplissage. Sur cette même figure, on déduit ainsi deux réseaux transmettant une amplitude de 0,5. Le premier réseau, d'une période de $2,5 \mu\text{m}$ et d'un taux d'ouverture de 0,385, induit un déphasage de 3,11 rad. Le deuxième réseau, d'une période de $3 \mu\text{m}$ et d'un taux d'ouverture de 0,53, induit un déphasage de 3,01 rad. De façon similaire, on peut concevoir plusieurs réseaux impliquant le même déphasage, mais ne transmettant pas la même amplitude. Par exemple pour un déphasage constant de 3 rad, on peut obtenir une amplitude transmise de 0,54 avec un réseau ayant une largeur de fente de $0,24 \mu\text{m}$ et une période de $1 \mu\text{m}$, ou encore une amplitude transmise de 0,66 avec un réseau ayant une largeur de fente $1,3 \mu\text{m}$ et une période de $2,5 \mu\text{m}$. Grâce au degré de liberté supplémentaire donné par la période du réseau, il est possible de fixer indépendamment l'amplitude et la phase transmises. On peut donc reconstituer des gradients de transmission, ou des formes plus complexes, en module et en phase transmis.

Dans les paragraphes qui suivent, nous allons présenter une caractérisation expérimentale de l'intensité et de la phase transmises par plusieurs réseaux de géométries différentes.

1.2 Caractérisation des transmittances

1.2.1 Fabrication des échantillons

Il s'agit de fabriquer un réseau qui consiste en des lamelles d'or déposées sur un substrat en GaAs, préalablement traité anti-reflet sur ses deux faces (voir figure 1.1). Sur l'une des faces — la face avant —, on dépose une couche de 800 nm de Si_3N_4 par dépôt PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition). Nous avons déposé une couche de 800 nm et non pas 850 nm car l'idée de base était de coder le niveau maximum de transmission également avec un réseau, et non pas simplement avec le substrat traité anti-reflet. De ce fait, la condition d'anti-reflet sur l'épaisseur n'est plus rigoureusement $e = \frac{\lambda}{4n}$, à cause des conditions particulières de réflexion de l'onde sous le réseau. Sur la face arrière, une couche de 850 nm est déposée avec la même

technique. Les réseaux sont déposés sur la face avant, par insolation électronique d'une résine PMMA (poly(méthylmetacrylate)) puis par *lift-off* d'or, avec une couche d'accroche en titane de 3 nm. Nous avons fabriqué deux échantillons, sur lesquels les réseaux sont numérotés G_i . Sur le premier échantillon (échantillon A), l'épaisseur des six réseaux est de $h = 500$ nm, la superficie individuelle est de $2\text{mm} \times 2\text{mm}$. La période est de $d = 2 \mu\text{m}$ et la largeur de fente w varie selon les valeurs données dans le tableau 1.1. Sur le deuxième échantillon (échantillon B), on dépose cinq réseaux de $2\text{mm} \times 2\text{mm}$ chacun, d'une épaisseur de $h = 830$ nm. La période est également de $d = 2 \mu\text{m}$ et la largeur de fente w varie selon les valeurs données dans le tableau 1.1. Une photo de l'échantillon B est donnée sur la figure 1.8, avec en encart une photo prise au microscope électronique à balayage (MEB) d'un réseau vu du dessus.

Réseau (EchantillonA : $h = 500$ nm)	G_1	G_2	G_3	G_4	G_5	G_6
Largeur de fente (nm)	1830	1390	1160	1020	730	380
Réseau (EchantillonB : $h = 830$ nm)	X	G_1	G_2	G_3	G_4	G_5
Largeur de fente (nm)	X	1460	1180	1130	780	430

TAB. 1.1 – Géométries des réseaux fabriqués. Echantillon A : épaisseur d'or $h=500$ nm, période $d=2 \mu\text{m}$. Echantillon B : épaisseur d'or $h=830$ nm, période $d=2 \mu\text{m}$.

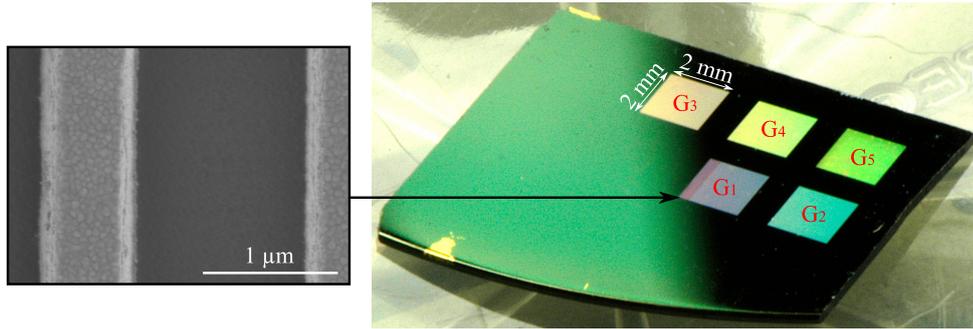


FIG. 1.8 – Photos de l'échantillon B. Il est composé de cinq réseaux en or, épais de 830 nm. La période est de $2 \mu\text{m}$ et la largeur de fente varie d'après les valeurs du tableau 1.1.

1.2.2 Caractérisation de la transmission optique

Nous montrons dans ce paragraphe une caractérisation des intensités $|T|^2$ transmises, sous incidence normale. Cette étude est réalisée à l'aide d'un spectromètre FTIR, un Bruker Equinox 20 utilisé avec son détecteur interne DTGS. On caractérise les réseaux individuellement les uns après les autres, à l'aide d'un diaphragme de 1 mm de diamètre monté sur des platines micrométriques. La lumière est polarisée TM (champ \vec{H} parallèle aux fentes du réseau) ou TE (champ \vec{E} parallèle aux fentes du réseau). Nous avons effectué les mesures sur les échantillons A et B, afin de vérifier l'importance de l'épaisseur du métal et de valider la méthode de calcul modal simplifié. Les courbes de la figure 1.9 représentent les spectres des intensités transmises par les réseaux de l'échantillon A —d'épaisseur 500 nm— dont les géométries sont données dans le tableau 1.1, où les réseaux sont numérotés G_i . En traits pleins on présente les mesures et en traits pointillés les calculs modaux simplifiés. On constate que sur la zone d'intérêt (entre $5 \mu\text{m}$ et $8 \mu\text{m}$), il y a une

bonne concordance entre les mesures et les calculs puisqu'on a une différence relative maximum d'environ 7%. La décroissance des courbes mesurées à partir de 8 μm est liée à l'absorption du matériau constituant les couches anti-reflet (Si_3N_4), qui n'est pas prise en compte dans les calculs. En dessous de 4 μm , l'évolution de la transmission mesurée dans l'ordre 0 est perturbée par l'apparition d'ordres diffractés supérieurs.

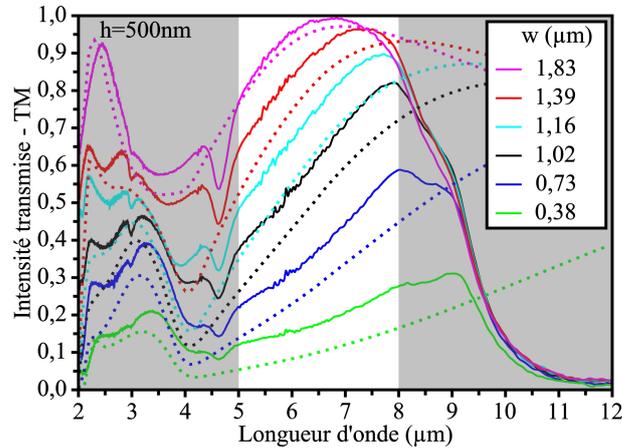


FIG. 1.9 – Spectres de transmission (échantillon A) sous incidence normale, en polarisation TM, sur cinq réseaux pour plusieurs largeurs de fentes. L'épaisseur des réseaux est de 500 nm et leur période est de 2 μm . Les traits pleins représentent des mesures faites au spectromètre FTIR et les pointillés représentent les calculs faits à l'aide du modèle à un mode décrit dans la première partie (§ 1.3, p. 5). On observe une bonne concordance sur la zone d'intérêt (fond blanc), avec un écart relatif maximal d'environ 7%. La décroissance des mesures à 8 μm s'explique par l'absorption du Si_3N_4 , qui n'est pas prise en compte dans les calculs.

Comme nous l'avons vu dans la première partie (§ 1.3, p. 5), le fait d'augmenter l'épaisseur du réseau devrait permettre de se rapprocher des prédictions du modèle modale simplifié. Aussi, nous présentons sur la figure 1.10 les mesures réalisées sur l'échantillon B où les réseaux ont une épaisseur de 830 nm. Conformément à nos attentes, les différences entre les mesures et les calculs sont encore plus faibles. La méthode modale simplifiée permet donc de donner des prédictions fiables sur l'intensité transmise par les structures que nous avons fabriquées et ceci est d'autant plus vrai que les réseaux sont épais. En outre, les structures présentent également un très fort caractère polarisant puisque nous constatons que, sur les mesures en polarisation TE présentées sur la figure 1.11, l'intensité transmise est faible, surtout sur l'échantillon B qui est plus épais. Ceci s'explique par le fait que dans nos structures, le seul mode guidé par les fentes —le mode *fondamental*— est polarisé TM. Comme nous l'avons vu dans la première partie (§ 1.3, p. 5), tous les autres modes TM ou TE sont très fortement atténués.

Bilan

Les spectres que nous avons présentés dans les paragraphes précédents nous prouvent que la méthode modale simplifiée est un outil théorique tout à fait adapté à la prédiction de l'intensité transmise par nos structures, sur notre gamme spectrale, et que ceci est d'autant plus vrai que les structures sont épaisses. Nous venons de montrer qu'il est possible d'obtenir des transmissions faibles (de l'ordre de 15% en intensité) ou fortes (supérieures à 90% en intensité) en ne modifiant

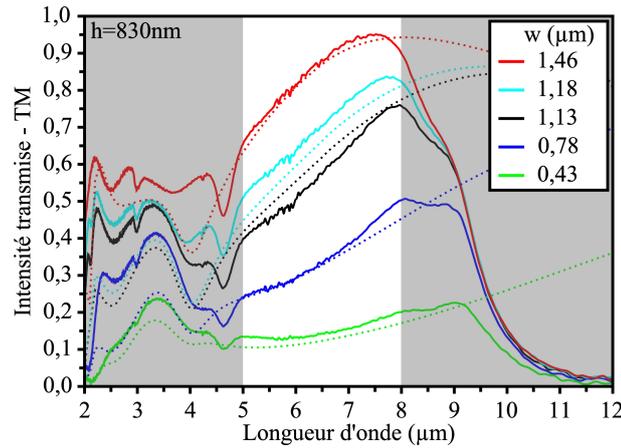


FIG. 1.10 – Spectres de transmission (échantillon A) sous incidence normale, en polarisation TM, sur six réseaux pour plusieurs largeurs de fentes. L'épaisseur des réseaux est de 830 nm et leur période est de 2 μm . Les traits pleins représentent des mesures faites au spectromètre FTIR et les pointillés représentent les calculs faits à l'aide du modèle à un mode décrit dans la première partie (§ 1.3, p. 5). On observe une excellente concordance entre mesures et calculs sur la zone d'intérêt. La décroissance des mesures à 8 μm s'explique par l'absorption du Si_3N_4 , qui n'est pas prise en compte dans les calculs.

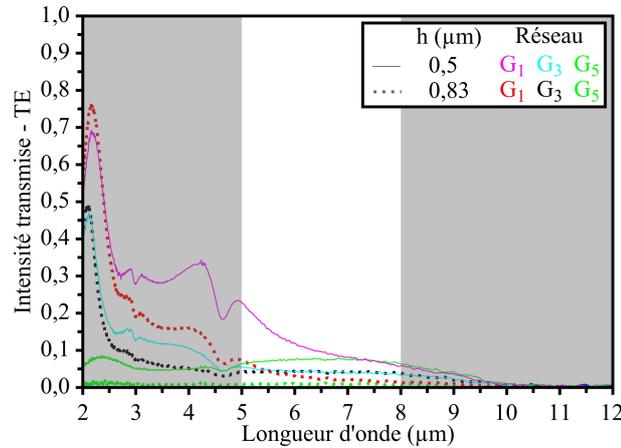


FIG. 1.11 – Spectres en transmission des réseaux G_1 , G_3 et G_5 des échantillons A (traits fins) et B (traits épais) (voir la géométrie au tableau 1.1), en polarisation TE. Pour une largeur de fente comparable, plus le réseau est épais, plus l'onde transmise est atténuée. Cela est d'autant plus vrai que les fentes sont fines (G_5). Ceci justifie l'utilisation d'une approximation uni-modale dans les fentes.

que la largeur des fentes des structures. Cet aspect est d'un grand intérêt car l'épaisseur étant constante, cela rend possible la fabrication de plusieurs niveaux de transmission en une seule série d'étapes technologiques. La précision dans la fabrication de cet échantillon (30 nm sur la largeur des fentes) nous permet d'avoir un contrôle de l'intensité transmise à $\pm 3\%$, qui pourrait être affiné en optimisant la dose d'insolation électronique du PMMA. En outre, les spectres montrent

une certaine tolérance spectrale sur l'intensité transmise et l'on voit un comportement monotone et au taux d'accroissement faible sur la bande 5-8 μm . Cette tolérance spectrale vient de la nature de la transmission à travers ce genre de structure. En effet la courbe rouge de la figure 1.5, qui représente le module du coefficient de transmission à travers le réseau, ne montre pas de caractère résonant comme nous l'avons vu précédemment (1.1.2). En réalité, seules les couches minces en Si_3N_4 , utilisées comme anti-reflet, sont optimisées pour fonctionner à la résonance, qui est néanmoins large spectralement. Ainsi, de telles structures peuvent être utilisées dans des applications large-bande.

Nous venons de caractériser l'intensité transmise à travers onze structures ayant des géométries différentes. Nous avons montré qu'il est possible d'obtenir un large panel de transmission, en faisant notamment varier la largeur des fentes. Dans les paragraphes qui suivent, nous allons mesurer le déphasage induit par certains de ces réseaux.

1.2.3 Caractérisation en phase transmise

Nous venons de caractériser l'intensité transmise par nos structures. Nous avons vu au paragraphe 1.1.3 que les réseaux induisent également un déphasage sur l'onde incidente. Ce déphasage varie en fonction de la géométrie du réseau et nous allons spécialement étudier l'influence de la largeur des fentes. Nos mesures de phases portent sur l'échantillon B, contenant cinq réseaux dont les géométries sont données dans le tableau 1.1. Nous utilisons le banc présenté dans la première partie (§ 3, p. 15) —mais sans polariseur— basé sur l'interférométrie à décalage quadri-latéral (IDQL), réalisée par un masque de Hartmann modifié (MHM). Ce banc permet de mesurer la forme de fronts d'ondes. Le front d'onde déformé que nous voulons ici analyser provient de la traversée de l'échantillon B par une onde plane. Cette déformation est due aux différents déphasages induits par les réseaux et l'on procède en une seule série d'acquisition à la mesure des déphasages sur tout l'échantillon. Sur l'échantillon B, nous disposons de cinq réseaux de géométries différentes : nous nous attendons donc à observer un front déformé avec cinq *sauts de phase* différents, comme schématisé sur le dessin de la figure 1.12. La mesure du déphasage peut se faire en déterminant la hauteur des sauts de phase.

Dans les lignes qui suivent, nous présentons la démarche suivie pour déterminer les déphasages des réseaux de l'échantillon B. Ce travail a été effectué en collaboration avec Bruno Toulon à l'Onera [15]. En nous appuyant sur la figure 1.13, nous décrivons le principe des différentes étapes à réaliser pour extraire la variation de la phase à partir de la mesure d'un interférogramme. On rappelle que les réseaux sont des structures polarisantes. En revanche lorsque l'onde incidente traverse une zone sans réseau, elle ne se polarise pas. En outre, étant donné l'absorption du Si_3N_4 utilisé dans l'échantillon (à partir de 8,5 μm) et la gamme de fonctionnement du détecteur à microbolomètres (8-12 μm), les mesures de phases se font pour des longueurs d'onde entre 8 μm et 8,5 μm . Le détecteur est placé à 10 mm du MHM.

Figure 1.13(a) : interférogramme

En (a), on acquiert via une caméra à microbolomètres la figure d'interférences issue de quatre répliques du front d'onde à analyser. Comme présenté sur la figure 12(b) de la première partie (p.20), l'interférogramme consiste en des taches lumineuses dont l'espacement et la forme sont caractéristiques du front d'onde à analyser. Dans notre mesure, les lignes de points sont alignées avec les grandes diagonales portées par les vecteurs \vec{x} et \vec{y} . En effet, le MHM a été tourné de 45° par rapport à la matrice de détection pour éviter, dans le traitement de Fourier, que les ordres diffractés d'intérêt soit noyés dans le bruit lié aux communications interpixels (horizontales et

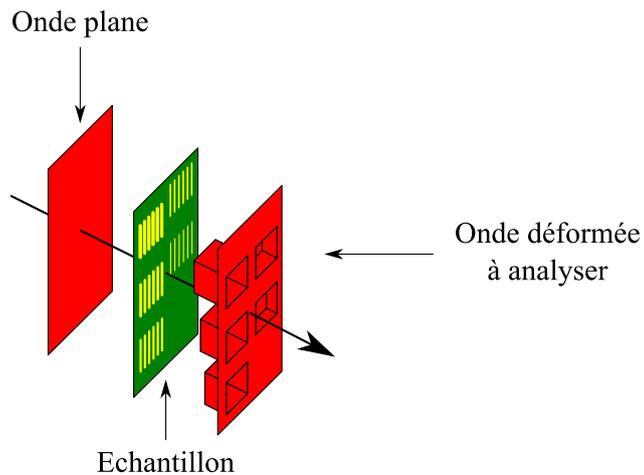


FIG. 1.12 – Déformation d'un front d'onde plan par des réseaux métalliques à géométrie variable. L'onde plane traverse un échantillon composé de cinq réseaux ayant des largeurs de fentes différentes. En fonction de la largeur des fentes, l'onde est plus ou moins déphasée. Il en résulte que l'onde plane se déforme en une onde avec cinq paliers de phase.

verticales). On observe également une variation du niveau de gris, caractéristique de l'intensité transmise. On peut deviner, en sombre, les différents réseaux.

Figure 1.13(b) : transformée de Fourier de l'interférogramme

On effectue ensuite une transformée de Fourier (TF) 2D spatiale de l'interférogramme. En (b), on observe le spectre de Fourier de l'interférogramme en niveau de gris, en vue du dessus (le blanc correspond au maximum d'amplitude). Au centre de l'image, la tache blanche représente l'ordre 0 diffracté par le MHM. La forme de cette tache est liée à la répartition spatiale de l'intensité transmise par l'échantillon, comme nous l'avons vu dans la première partie (§ 3.1, p. 20). On sélectionne l'ordre 0 par le cadre vert. Les taches lumineuses sur les deux grandes diagonales représentent d'autres ordres diffractés : en haut à droite et en bas à gauche, ce sont les ordres diffractés selon l'axe \vec{x} . On note ces ordres $\{+1;+1\}$ (encadré en rouge) et $\{-1;-1\}$. Ces ordres sont porteurs de l'information sur la déformation du front d'onde dans la direction \vec{x} (§ 3.1, p. 20). De façon similaire, l'information quant à la déformation du front d'onde selon la direction \vec{y} est portée par les ordres diffractés selon l'axe \vec{y} : les ordres sont notés $\{+1;-1\}$ (encadré en rouge) et $\{-1;+1\}$.

Figure 1.13(d) : mesure d'intensité

Par transformée de Fourier inverse de l'ordre 0 diffracté (cadre vert sur la figure 1.13(b)), on obtient une cartographie en niveaux de gris de l'intensité transmise par l'échantillon. En prenant une valeur moyenne par pixel pour chaque réseau, on déduit les transmissions données dans le tableau 1.2. Ces valeurs représentent donc une moyenne spatiale mais aussi une moyenne spectrale sur la bande 8-12 μm , plage de fonctionnement des microbolomètres utilisés. Le microbolomètre est supposé avoir une réponse linéaire au flux lumineux incident, les niveaux de gris représentent donc une échelle linéaire. Nous allons maintenant décrire comment avoir l'équivalence entre l'intensité transmise mesurée sur ce banc de mesure, et celles mesurées directement à l'aide du FTIR

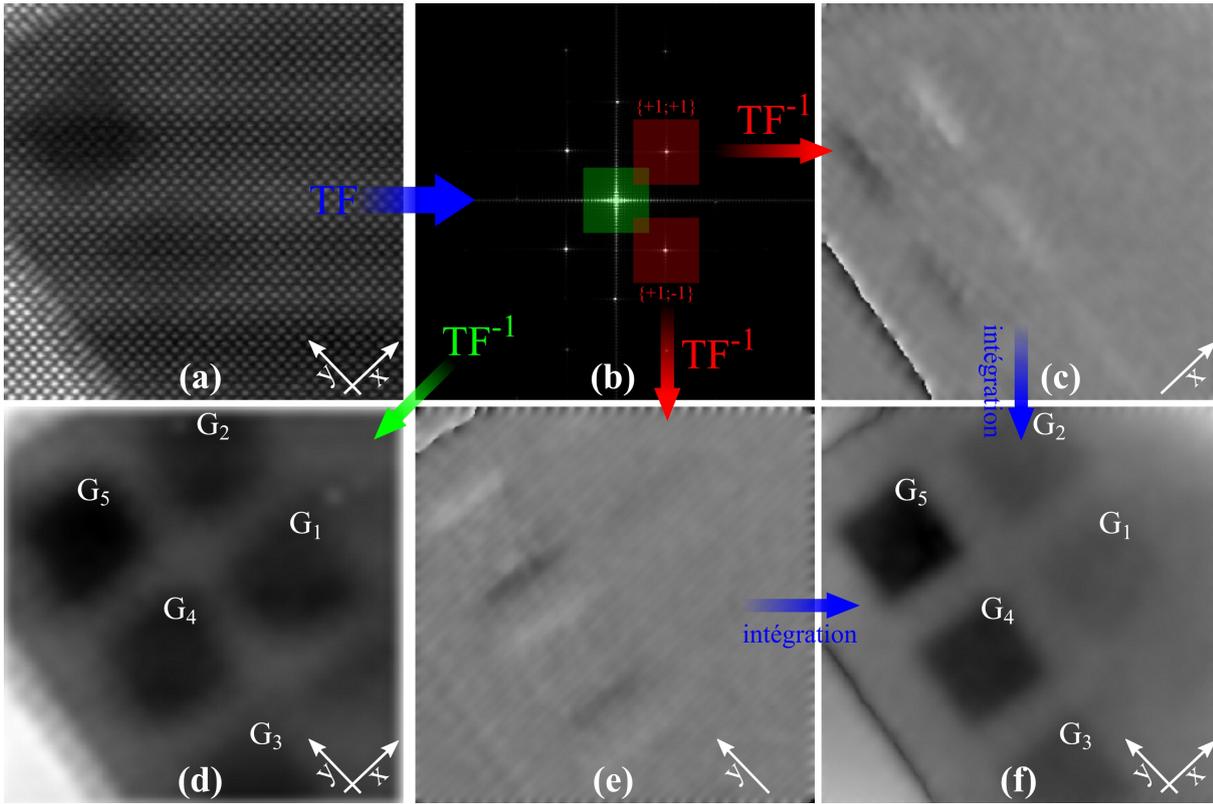


FIG. 1.13 – Mesure du front d'onde en intensité et en phase issu de l'échantillon B. (a) : interférogramme issu des interférences entre quatre répliques du front d'onde à analyser. (b) : transformée de Fourier (TF) de l'interférogramme. On encadre en vert l'ordre 0 et en rouge les ordres $\{+1;+1\}$ et $\{+1;-1\}$. (c) : une TF inverse sur l'ordre $\{+1;+1\}$ permet de remonter à la dérivée selon \vec{x} du front d'onde. (d) : une TF inverse sur l'ordre 0 permet d'obtenir une cartographie en niveaux de gris de l'intensité transmise. (e) : une TF inverse sur l'ordre $\{+1;-1\}$ permet de remonter à la dérivée selon \vec{y} du front d'onde. (f) : l'intégration des deux dérivées selon \vec{x} et \vec{y} permet de déterminer une cartographie en niveaux de gris de la phase transmise. En noir, le déphasage est maximum. La référence est en blanc.

sur la figure 1.10. La comparaison entre ces deux techniques de mesures n'est pas immédiate. Premièrement la référence des intensités n'est pas la même sur les deux banc de mesures. En effet au FTIR, l'onde incidente —la référence— est déjà polarisée. Sur la banc IDQL en revanche, la lumière incidente n'est pas polarisée. Ainsi, elle comprend également la polarisation TE, qui n'est pas transmise par les réseaux. Les réseaux ne vont donc laisser passer que la polarisation TM donc, au maximum, 50% de la lumière incidente. Ensuite, sur la figure 1.13(d) on intègre le flux sur la bande 8-12 μm , plage de détection du détecteur utilisé. Il faut donc également réaliser cette intégration sur les mesures de la figure 1.10. Vu l'absorption du Si_3N_4 , la mesure large bande donne donc des intensités relativement faibles. Ensuite pour étalonner l'échelle de gris, on se base sur la transmission du réseau G_1 , mesurée au FTIR (voir figure 1.10) en supposant que les deux techniques de mesures donnent la même valeur. On considère ensuite une échelle de gris linéaire par rapport au flux photonique détecté. Le tableau 1.2 résume les intensités transmises pour chacun des réseaux, avec les deux techniques de mesures. Les incertitudes données sont

issues de la façon dont les informations ont été extraites de l'image 1.13(d) : (1) on détermine, à la main, un contour inscrit dans un réseaux ; (2) : on calcule le niveau de gris moyen par pixel à l'intérieur de ce contour ; (3) : on change de contours et on calcule une nouvelle valeur de gris moyen par pixel. En répétant l'opération plusieurs fois, on peut déterminer une valeur moyenne et une variance qui sont les incertitudes données dans le tableau 1.2. Les résultats entre les deux techniques de caractérisation sont comparables et on observe un écart maximum de 3,8% pour le réseau G_2 .

Réseau	G_1	G_2	G_3	G_4	G_5
$ T ^2$ mesuré au FTIR	5,75%	11,75%	15,7%	16%	16,4%
$ T ^2$ mesuré par IDQL	5,75% \pm 1,15	14,5% \pm 1,05	15,5% \pm 1,25	14,8% \pm 1,05	15% \pm 1,10

TAB. 1.2 – Transmissions mesurées à travers les cinq réseaux de l'échantillon B, à l'aide du FTIR et du banc de mesure par IDQL. Ces transmissions représentent une moyenne spatiale sur plusieurs pixels pour l'IDQL et une intégration spectrale sur la bande 8-12 μm .

Figure 1.13(c) et (e) : variations spatiales du front d'onde

Pour décrire la forme du front d'onde, on va utiliser les informations contenues dans l'enveloppe des ordres $\{+1;+1\}$ et $\{+1;-1\}$, encadrés en rouge sur la figure 1.13(b). Comme présenté dans les calculs du paragraphe 3.1 à la page 17, en effectuant une transformée de Fourier inverse sur le spectre délimité par les cadres rouges, on remonte à la variation spatiale du front d'onde dans une direction. En (c), la TF^{-1} de l'ordre $\{+1;+1\}$ nous donne la variation, en niveaux de gris, de la forme du front d'onde selon la direction \vec{x} . Plus précisément, il s'agit d'une représentation en niveaux de gris de la différence entre les deux répliques selon la direction \vec{x} du front d'onde à analyser. La figure 1.14 illustre cette étape : en rouge et en bleu, on a deux répliques d'une déformation de type *saut de phase*. La différence entre ces deux répliques donne lieu à la surface mauve qui peut être vue, en première approximation, comme une dérivée spatiale de front d'onde déformé. Le saut de phase à analyser se traduit donc par une *bosse*, présentant le front montant du saut de phase, suivie d'un *creux*, présentant le front descendant. Sur les figures (c) et (e), ces *bosses* et *creux* sont représentés en niveaux de gris, respectivement en blanc et en noir.

La figure 1.15 présente une coupe de la zone associée à G_3 de la figure 1.13(c). Cette coupe est réalisée sur une ligne de pixels selon la direction \vec{x} . On peut alors déterminer une valeur du saut de phase en mesurant l'amplitude du minimum et du maximum.

Figure 1.13(f) : cartographie en niveaux de gris de la phase

L'étape décrite dans le paragraphe précédent est réalisée selon les axes \vec{x} et \vec{y} . On peut alors déterminer les sauts de phase induits par les réseaux, selon les deux directions. A titre illustratif, on peut effectuer une intégration selon \vec{x} —pour (c)— et selon \vec{y} —pour (d)— pour obtenir, en (f), un cartographie en niveaux de gris de la phase du front d'onde déformé. De gris clair à noir, le déphasage passe de faible à important. En se basant sur l'échelle de gris, le front d'onde déformé peut aussi être représenté en 3D, à la figure 1.16. Conformément aux attentes, on observe un déphasage de plus en plus important pour les réseaux G_1 à G_5 .

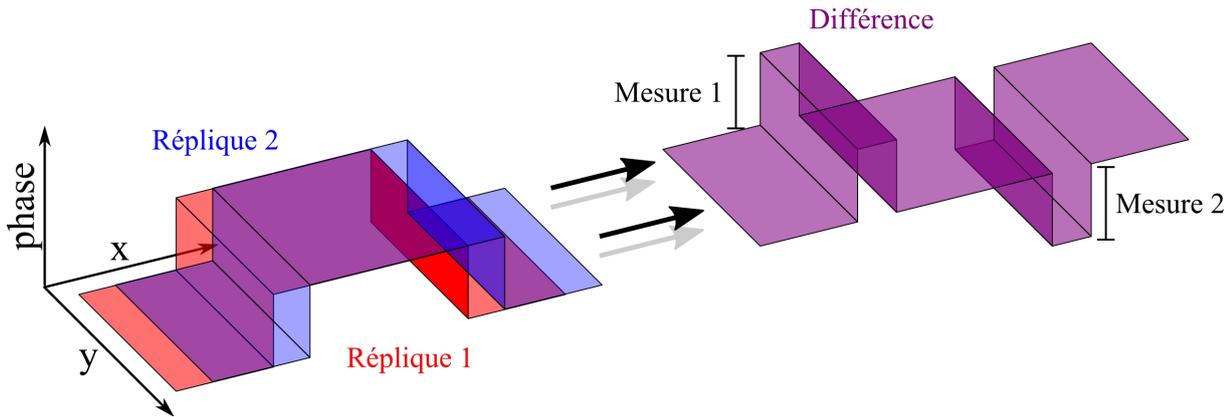


FIG. 1.14 – Les figures 1.13 (c) et 1.13 (e) représentent le différentiel (en mauve) entre deux répliques de l'onde à analyser (ici en rouge et en bleu), décalées dans une direction. Pour un front d'onde de type rectangle, la différence donne une bosse puis un creux. On a alors accès à deux mesures pour déterminer le déphasage.

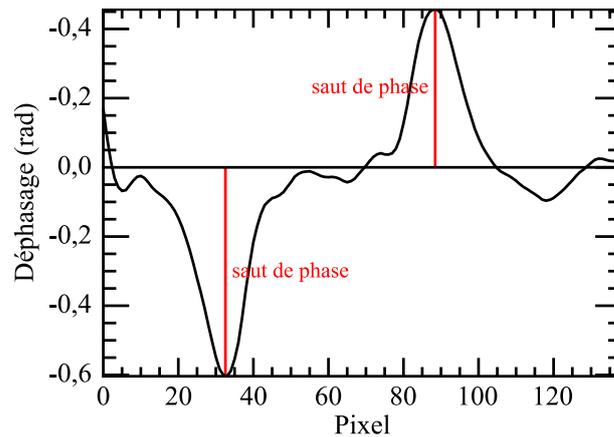


FIG. 1.15 – Coupe de la zone associée à G_3 de la figure 1.13(c). On observe un creux puis une bosse dus au saut de phase du réseau G_3 .

Extraction des valeurs des sauts de phase

La valeur du saut de phase est déterminée en réalisant une moyenne d'une trentaine de profils de phase sur chaque réseau selon \vec{x} et \vec{y} , du même type que celui présenté sur la figure 1.15. La moyenne des déphasages mesurés pour chacun des réseaux est reportée dans le tableau 1.3. Les incertitudes données sont liées à la multiplicité des mesures et représentent la variance. Dans ce même tableau, on compare les déphasages mesurés et calculés pour une longueur d'onde de $8 \mu\text{m}$ à l'aide de la méthode modale simplifiée. On constate une bonne concordance entre les calculs et les mesures, pour les réseaux G_2 à G_5 . Le réseau G_1 , aux fentes les plus larges, montre un écart non négligeable entre la mesure et le calcul. Les raisons de la différence observée sur cette structure sont toujours sous investigation. D'autres mesures sur des réseaux à fentes larges seront à effectuer.

Dans les paragraphes qui précèdent, nous avons mis en œuvre une technique de mesure d'un

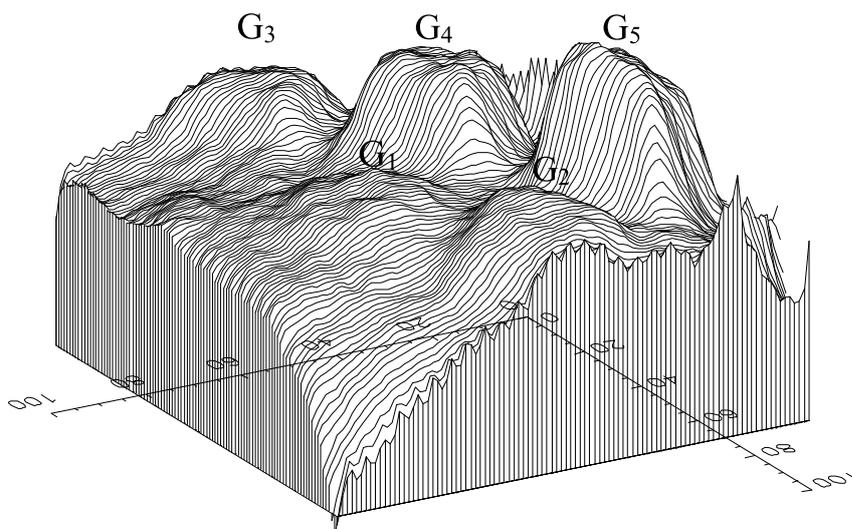


FIG. 1.16 – Reconstruction 3D du front d’onde. A des fins illustratives, on peut traduire la figure 1.13 (f) en représentation 3D. Les différentes hauteurs correspondent à différents déphasages. On reconnaît les cinq plots associés aux cinq réseaux de l’échantillon.

Réseau ($h = 830 \text{ nm}$)	G_1	G_2	G_3	G_4	G_5
Phase transmise calculée (rad)	0,17	0,36	0,40	0,66	0,88
Phase transmise mesurée (rad)	$0,28 \pm 0,02$	$0,37 \pm 0,03$	$0,42 \pm 0,07$	$0,67 \pm 0,05$	$0,92 \pm 0,08$

TAB. 1.3 – Comparaison des déphasages calculés et mesurés, en transmission, à une longueur d’onde de $8 \mu\text{m}$. On fait la comparaison pour les cinq réseaux de l’échantillon B. La mesure est effectuée par IDQL. Les incertitudes proviennent de la multiplicité des mesures. Conformément à la théorie, les réseaux aux fentes les plus fines apportent un déphasage plus important que ceux aux fentes les plus larges. On constate une bonne concordance entre la mesure et les calculs, à l’exception du réseau G_1 .

front d’onde morcelé. Ceci nous a permis d’observer expérimentalement le déphasage induit par les réseaux métalliques sub-longueur d’onde et nous avons validé, à une exception près, les prédictions théoriques faites avec la méthode modale simplifiée. Ce déphasage est variable en fonction de la géométrie du réseau. Ceci nous permet donc d’envisager la réalisation de dispositifs optiques dont on contrôle la phase à l’aide de ce type de structure.

1.3 Conclusion du chapitre

Afin de disposer d’un large panel d’indices optiques sur une gamme de longueurs d’onde, on peut faire appel à l’utilisation de *métamatériaux*. Il s’agit de structurer la matière afin d’en modifier l’indice de réfraction. Autrement dit, il s’agit de concevoir un milieu dont on contrôle la transmission, en amplitude et en phase, et qui n’a pas son équivalent dans la nature (d’où le terme *métamatériau*). Dans ce chapitre, nous avons étudié la transmission optique à travers des réseaux métalliques de fentes sub-longueur d’onde. Nous avons démontré —d’abord d’un point de vue théorique— qu’avec des structures adaptées il était possible d’obtenir des amplitudes

transmises entre 0 et 1. Pour ce faire, nous avons étudié des réseaux en or, déposés sur un substrat préalablement traité anti-reflet. En faisant varier uniquement la largeur des fentes, les calculs montrent la possibilité de coder une transmission entre 0 et 1. Le grand intérêt de garder les autres paramètres géométriques constants —notamment les épaisseurs du réseau et des couches anti-reflet— réside dans le fait qu'il est alors beaucoup plus facile, d'un point de vue fabrication, de déposer différents réseaux côte-à-côte, créant ainsi un motif en *niveaux de gris*.

En parallèle de ce codage de l'amplitude transmise, nous avons montré que les réseaux induisaient également un déphasage qui dépend de leur géométrie : on effectue donc en simultané un codage de l'amplitude et de la phase. Cependant il est possible, en faisant varier à la fois la largeur des fentes et la période du réseau, de contrôler indépendamment l'amplitude et la phase transmises, dans une certaine mesure. Toutes ces propriétés ont été démontrées expérimentalement et nous avons fabriqué plusieurs réseaux codant entre 15% et 90% d'intensité transmise —avec un contrôle de l'ordre de $\pm 3\%$ — et entre 0,30 rad et 0,90 rad en phase transmise. Les réseaux métalliques de fentes sub-longueur d'onde peuvent donc permettre d'obtenir une transmittance complexe (c'est-à-dire en amplitude et en phase), autrement dit de composer un indice optique de notre choix. En outre il est possible, en juxtaposant différentes structures, de composer un motif transmettant un front d'onde d'une forme quelconque. Dans le chapitre suivant, nous donnons l'exemple d'une transmittance sinusoïdale, élément de base pour la composition de fronts d'ondes plus complexes. Ainsi qu'on le verra, cette exemple vise le double objectif d'une illustration pratique des résultats obtenus dans ce chapitre et de la réalisation d'un système d'IDQL.

Reconstitution d'une transmittance sinusoïdale

Sommaire

2.1	Discrétisation de la transmittance sinusoïdale 1D	46
2.1.1	Discrétisation en amplitude	46
2.1.2	La question de la phase	47
2.2	Evaluation de la transmittance reconstituée	49
2.2.1	Critère sur l'analyse de Fourier	50
2.2.2	Etude de la propagation	51
2.2.3	Conception d'un IDQL	54
2.3	Conclusion du chapitre	55

Nous avons vu précédemment que les réseaux métalliques de fentes sub-longueur d'onde pouvaient permettre de réaliser, en lumière polarisée TM, une transmittance optique complexe avec un contrôle indépendant de l'amplitude et de la phase. Dans ce chapitre, nous allons donner l'exemple de la reconstitution d'une transmittance sinusoïdale. Plus précisément, il s'agit de concevoir un motif dont l'amplitude de l'onde transmise a une forme sinusoïdale, selon une ou deux directions de l'espace. Cette transmittance va être reconstituée par paliers, en juxtaposant des structures de géométries différentes mais d'épaisseur constante.

Nous avons pris cet exemple pour plusieurs raisons. Premièrement, une sinusoïde comporte une partie négative et nous allons bien entendu en tenir compte dans la reconstitution. Deuxièmement, il s'agit d'une fonction de la base de décomposition de Fourier et cet aspect pourrait être mis à profit pour réaliser des fonctions plus complexes en combinant plusieurs sinusoïdes. Enfin, nous proposons une application concrète de métrologie optique mettant en jeu une transmittance sinusoïdale.

Dans ce chapitre, nous présentons en un premier temps le principe de discrétisation avant d'évaluer la qualité de la transmittance reconstituée, sur un exemple de sinusoïde 1D. Enfin, nous abordons la reconstitution d'une transmittance sinusoïdale 2D et proposerons une application d'analyse de front d'onde.

2.1 Discrétisation de la transmittance sinusoïdale 1D

2.1.1 Discrétisation en amplitude

La première étape dans la reconstitution d'une transmittance est de déterminer la discrétisation : quels vont être les niveaux d'amplitude ? Pour quel étalement spatial ? Dans notre exemple, nous choisissons de reconstituer une sinusoïde 1D ayant une période de $400\ \mu\text{m}$, en neuf niveaux d'amplitude. Nous avons choisi une période de $400\ \mu\text{m}$ avec dans l'idée de réutiliser une structure diffractive de période similaire afin de réaliser un analyseur de front d'onde, comme nous le verrons en fin de chapitre. Ce dimensionnement est basé sur celui fait dans la référence [5] et est bien entendu directement lié à l'échantillonnage imposé par la matrice de détection utilisée dans le dispositif d'analyse de front d'onde. Utiliser, pour le codage, neuf niveaux différents de transmissions sur $400\ \mu\text{m}$ signifie que chaque niveau a, en moyenne, un étalement spatial de $25\ \mu\text{m}$ (on imagine alors une juxtaposition de seize réseaux). Faire une juxtaposition de neuf couches minces, en métal ou en diélectrique, d'épaisseur différente et d'une largeur de $25\ \mu\text{m}$ et moins représente un travail technologique très fastidieux. Aussi, nous nous proposons de coder la transmittance à l'aide de réseaux. Les dimensions considérées imposent que ces réseaux soient sub- λ .

Considérons en un premier temps la valeur absolue de la sinusoïde : $|\sin(\frac{2\pi x}{p})|$ avec $p=400\ \mu\text{m}$. Nous choisissons de discrétiser cette fonction en cinq niveaux de transmission : $\{+1 ; +0,7 ; +0,5 ; +0,3 ; 0\}$ (figure 2.1). Le choix de ces cinq niveaux de transmissions a été fait en prenant en compte les contraintes technologiques. En effet, il est plus compliqué de fabriquer un niveau de transmission très faible —car les fentes doivent alors être très étroites— ou un niveau de transmission très élevé —car les fentes sont alors très larges—. Aussi, nous avons choisi trois niveaux intermédiaires, en plus des niveaux 0 et 1 qu'on obtient sans avoir besoin de structurer la matière grâce aux couches anti-reflet déposées de part et d'autre du substrat. Après avoir choisi les niveaux de transmission, on doit en déterminer les largeurs. Celles-ci sont calculées de sorte que l'amplitude du palier P_i soit la demi-somme des amplitudes aux extrémités du palier, afin d'avoir un faible écart quadratique moyen entre la fonction idéale et son approximation. Le tableau 2.1 récapitule les valeurs d'amplitude transmise pour chacun des paliers, ainsi que la largeur de chacun d'eux, pour un quart de période de sinusoïde.

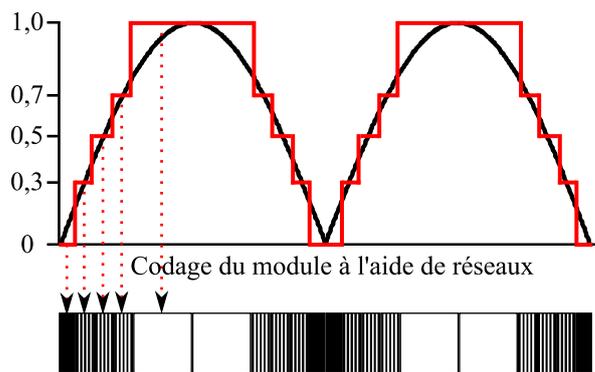


FIG. 2.1 – On reconstitue une transmittance sinusoïdale (courbe noire) en considérant 9 niveaux de transmissions (courbe rouge). Chaque niveau est obtenu à l'aide de réseaux métalliques de fentes, qu'on juxtapose (en noir, vu du dessus).

A chaque niveau de transmission T_i , on fait correspondre un réseau métallique (en noir, en

Numéro de palier	P_1	P_2	P_3	P_4	P_5
Amplitude transmise (T_i)	0	0,3	0,5	0,7	1
Largeur du palier (μm)	12	14	14	14	46

TAB. 2.1 – Niveaux d’amplitude transmise pour la reconstitution d’une transmittance sinusoïdale à neuf niveaux. A chaque niveau, on donne la largeur du palier, exprimée en microns. La largeur d’un palier est telle que son amplitude soit la demi-somme des amplitudes à ses extrémités.

vue de dessus sur la figure 2.1). En disposant les réseaux côte-à-côte, on reconstitue donc la transmittance par paliers. Nous allons maintenant déterminer les paramètres opto-géométriques de ces réseaux, à ajuster en fonction du niveau de transmission souhaité. Comme nous l’avons vu précédemment, nous utilisons un substrat en arseniure de gallium (GaAs) traité de part et d’autre par une couche anti-reflet de nitrure de silicium (Si_3N_4) (figure 1.1). Ceci nous permet d’obtenir des niveaux de transmission élevés. L’épaisseur de chaque couche anti-reflet est optimisée pour une longueur d’onde de $7 \mu\text{m}$ et est donnée par la relation $e_{AR} = \frac{\lambda}{4n_{\text{Si}_3\text{N}_4}}$. Avec $n_{\text{Si}_3\text{N}_4} = 2,05$ et $\lambda = 7 \mu\text{m}$, on obtient $e_{AR} \simeq 850 \text{ nm}$. Notre système est donc optimisé pour $\lambda = 7 \mu\text{m}$. Pour déterminer la période du réseau, nous devons tenir compte de deux aspects : premièrement, notre structure ne doit transmettre que l’ordre 0 et deuxièmement, chaque réseau servira à coder un palier ayant une étendue géométrique de l’ordre de la dizaine de microns. Or, il faut donc que chaque réseau comporte plusieurs périodes ainsi, nous fixons $d = 2 \mu\text{m}$. Enfin, l’épaisseur d’or déposée doit être suffisante de sorte que les modes dans les fentes, autres que le fondamental, soient suffisamment atténués. Aussi, nous fixons $h = 500 \text{ nm}$ en gardant en mémoire que la condition donnée dans le paragraphe 1 à la page 3 sur la largeur des fentes en fonction de la hauteur doit être respectée : on doit s’assurer que $h \cdot \pi = 500 \cdot \pi \simeq 1570 \text{ nm} \gg w$. Il reste à déterminer la largeur des fentes, qu’on va faire varier en fonction du niveau de transmission souhaité. On détermine ce paramètre en utilisant le code de calcul simplifié décrit dans la première partie au paragraphe 1.3. Les niveaux de transmission 0 et 1 s’obtiennent respectivement en déposant une couche non structurée de métal (donc opaque) et en laissant le substrat anti-reflet à nu. En se servant du calcul de l’amplitude transmise présentée en rouge sur la figure 2.2, on détermine la largeur des fentes pour les trois niveaux intermédiaires : $w_2 = 310 \text{ nm}$ pour T_2 , $w_3 = 620 \text{ nm}$ pour T_3 et $w_4 = 930 \text{ nm}$ pour T_4 . Notons au passage que la largeur de fente n’est pas proportionnelle au niveau de transmission, ce qui est caractéristique des réseaux sub- λ . Dans le tableau 2.2, nous récapitulons la géométrie des réseaux en fonction de la transmittance souhaitée pour chacun des paliers. Ce tableau donne en outre le déphasage induit par chaque réseau. Ces déphasages sont déterminés à l’aide de la courbe bleue de la figure 2.2. Connaissant les largeurs des fentes des trois réseaux, on peut en déduire les déphasages associés. Notons que nous prenons comme référence de phase une structure sans réseau, c’est-à-dire ici un réseau ayant une largeur de fente de $2 \mu\text{m}$.

2.1.2 La question de la phase

Nous venons de voir la façon de reconstituer la fonction $\sin(\frac{2\pi x}{400})$ en valeur absolue. Or, nous cherchons à réaliser une transmittance sinusoïdale, avec sa partie négative. Pour obtenir la partie négative, nous ajoutons un déphasage de π sur les zones adéquates, comme cela est suggéré dans la référence [14]. Cela revient à faire une multiplication par $\exp(i\pi)$, donc par -1 en représentation réelle. Ce déphasage de π s’obtient en ajoutant un réseau de phase $0/\pi$ ayant un taux d’ouverture de $1/2$ et une période identique à celle de la transmittance (figure 2.3).

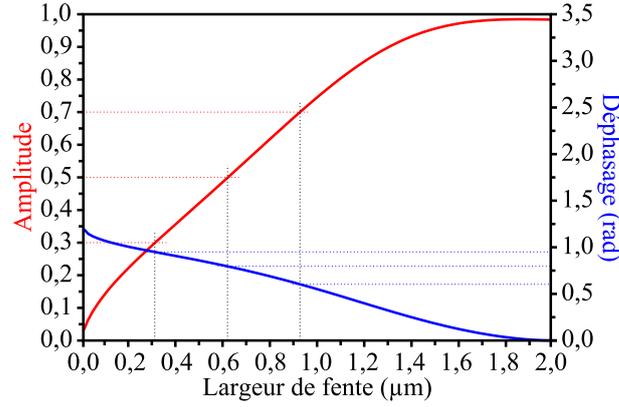


FIG. 2.2 – Calculs (méthode modale simplifiée) à $\lambda = 7 \mu\text{m}$ de la transmission, en amplitude (en rouge) et en phase (en bleu) en fonction de la largeur des fentes. La structure se compose d'un substrat en GaAs traité anti-reflet par une couche de diélectrique sur chaque face et un réseau en or, d'une épaisseur de 500 nm et d'une période de $2 \mu\text{m}$ sur l'une des faces. Ces courbes permettent de déterminer la largeur des fentes des réseaux à associer aux trois niveaux de transmission 0,3, 0,5 et 0,7. Puis, connaissant ces largeurs de fentes, on en déduit le déphasage théorique associé grâce à la courbe bleue. Les valeurs sont reportées dans le tableau 2.2.

Amplitude visée	0	0,3	0,5	0,7	1
Intensité transmise	0	0,09	0,25	0,49	1
Période d (μm)	2	2	2	2	2
Fente w (μm)	0	0,310	0,620	0,930	2
Épaisseur du réseau h (μm)	0,5	0,5	0,5	0,5	0,5
Déphasage (rad)	x	$0,950 \simeq \frac{\pi}{3,3}$	$0,796 \simeq \frac{\pi}{4}$	$0,600 \simeq \frac{\pi}{5,2}$	0
Déphasage avec compensation (rad)	x	$0,350 \simeq \frac{\pi}{9}$	$0,196 \simeq \frac{\pi}{16}$	0	0

TAB. 2.2 – Récapitulatif des propriétés des réseaux élémentaires pour la reconstitution d'une transmittance sinusoïdale. Les réseaux sont déposés sur un empilement 850nm/300 μm /850nm - $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{GaAs}/\text{Si}_3\text{N}_4$ (indices à $7 \mu\text{m}$ 2,05/3,28/2,05). La largeur des fentes varie en fonction de la transmission souhaitée. La référence des phases est le niveau 1 de transmission, sans réseau. La dernière ligne du tableau présente les niveaux de phase après compensation de l'un d'entre eux (voir paragraphe 2.1.2).

Concrètement, il s'agit du substrat qu'on grave sur une profondeur g adéquate selon la formule :

$$g = \frac{\pi}{(n_{\text{GaAs}} - 1) \cdot k_0} \quad (2.1)$$

Typiquement à $\lambda = 7 \mu\text{m}$ sur du GaAs ($n_{\text{GaAs}} \simeq 3,28$), on aura une profondeur de gravure de 1,53 μm .

Outre le déphasage $0/\pi$ nécessaire à l'obtention de la partie négative de la sinusoïde, nous avons vu dans le paragraphe 1.1.3 qu'il apparaît des déphasages supplémentaires liés à l'utilisation des réseaux codant la transmittance. Chaque réseau induit un déphasage de l'onde incidente et la valeur de ce déphasage est directement liée à leur géométrie (tableau 2.2), comme cela a été présenté dans le paragraphe 1.1.3. Les réseaux impliquent donc une modification conjointe de

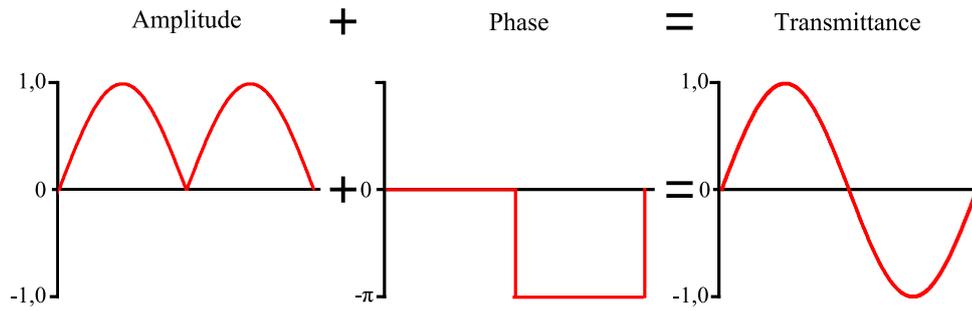


FIG. 2.3 – Pour reconstituer une transmittance sinusoidale, avec sa partie négative, on considère d’abord le module. Ensuite, on superpose un masque de phase $0/\pi$ afin d’obtenir la partie négative de la transmittance.

l’amplitude et de la phase. Ces déphasages supplémentaires sont symbolisés sur la figure 2.4 à droite, en rouge.

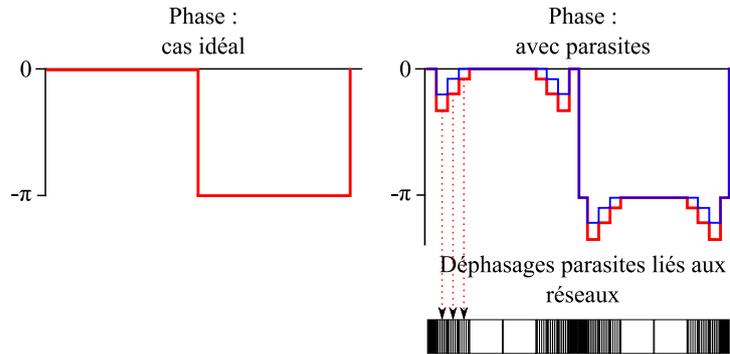


FIG. 2.4 – Phase de la transmittance. A gauche, le cas idéal où le réseau de phase $0/\pi$ permet d’obtenir la partie négative de la sinusoidale. A droite en rouge, le cas réel où le codage du module à l’aide de réseaux implique l’apparition de déphasages supplémentaires : les réseaux codent le module et introduisent une modulation parasite de la phase. En bleu, on compense totalement un niveau parasite et partiellement les deux autres.

Ainsi, de la même façon qu’on discrétise l’amplitude en plusieurs niveaux $T_i(x)$, on discrétise également la phase en plusieurs niveaux $\psi_i(x)$. Dans les paragraphes qui suivent, nous allons étudier l’influence de la discrétisation conjointe de l’amplitude et de la phase, dans la reconstruction d’une transmittance.

2.2 Evaluation de la transmittance reconstituée

Dans les paragraphes qui précèdent, nous avons proposé la reconstruction d’une transmittance complexe par paliers à l’aide de réseaux métalliques de fentes sub-longueur d’onde. Nous avons vu que le fait d’utiliser des réseaux avait pour conséquence une discrétisation non seulement de l’amplitude, mais aussi de la phase. Dans les prochains paragraphes, nous allons présenter deux critères qui permettent d’évaluer la qualité de la reconstruction d’une transmittance sinusoidale à l’aide de réseaux.

2.2.1 Critère sur l'analyse de Fourier

Le premier critère d'évaluation de la qualité de la transmittance reconstituée est une observation de son spectre de Fourier. Dans le cas idéal où $t(x) = \sin(\frac{2\pi x}{400})$, on a $|TF[t(x)]| = \delta(x + \frac{1}{400}) + \delta(x - \frac{1}{400})$ (figure 2.5(a)). Les deux pics présents sur le spectre de Fourier correspondent en optique à deux ordres diffractés : les ordres -1 et +1. Une approximation par paliers de la transmittance sinusoïdale a pour conséquence l'apparition d'ordres diffractés supplémentaires, visibles dans le spectre de Fourier. Ces ordres diffractés ont deux origines : (1) la discrétisation de l'amplitude, (2) l'apparition des déphasages parasites liés à l'utilisation de réseaux pour coder la transmittance. On présente, sur les figures 2.5(a)-(e), les spectres de Fourier pour plusieurs approximations de sinusoïde.

En un premier temps, nous nous posons la question de savoir quelle est l'importance du nombre de niveaux d'amplitude. Pour répondre à cette question, nous présentons en (a) le spectre de Fourier d'une sinusoïde parfaite. Dans les autres spectres, nous adoptons la notation suivante : $NA - M\psi$, avec N le nombre de niveaux d'amplitude (A) et M le nombre de niveaux de phase (ψ) ($0, \pi$ et déphasages supplémentaires éventuels). En (b), nous présentons une approximation à trois niveaux $\{-1; 0; +1\}$ (notée $3A - 2\psi$), proposée dans la référence [14]. Nous constatons l'apparition d'ordres de diffraction supplémentaires. En (c), nous augmentons le nombre de niveaux de transmission pour passer de trois à neuf : $\{-1; -0,7; -0,5; -0,3; 0; +0,3; +0,5; +0,7; +1\}$ ($9A - 2\psi$), dans le cas de figure idéal où les réseaux sub- λ n'introduiraient pas de déphasages parasites. Ceci a pour conséquence une forte diminution des ordres supplémentaires et nous rapproche du cas de la sinusoïde idéale.

Nous avons vu que le fait d'utiliser des réseaux pour reconstituer l'amplitude donnait lieu à l'apparition de déphasages supplémentaires. En (d), nous prenons en compte ces déphasages ($9A - 8\psi$). Nous voyons qu'ils font apparaître, dans le spectre de Fourier, des ordres parasites d'amplitudes élevées. En comparant avec (c), nous déduisons que ce sont ces déphasages parasites qui sont majoritairement responsables des ordres diffractés supplémentaires. Il est donc nécessaire de les réduire. Nous avons vu dans le paragraphe 1.1.3 qu'il est possible d'ajuster le déphasage en gardant la même amplitude transmise, et ce en modifiant notamment la période du réseau. Cependant comme nous l'avons vu dans le paragraphe 2.1.1, nous souhaitons conserver une période de $2 \mu\text{m}$. En effet, seul l'ordre 0 diffracté doit être transmis par la structure et ceci impose une valeur minimum pour la période. Par ailleurs si on diminue la valeur de cette dernière, le contrôle sur la largeur des fentes au moment de la fabrication va être crucial et plus compliqué. Aussi, notre marge de manœuvre sur le choix de la période est, pour cette application, limitée. C'est pourquoi nous proposons un autre moyen de compenser les déphasages parasites. Il s'agit d'effectuer des gravures supplémentaires dans le substrat, dont la profondeur est à adapter en fonction du déphasage à compenser. L'augmentation du nombre de niveaux de gravure a pour conséquence une complexification du procédé de fabrication. Aussi, nous proposons l'étude d'une structure à un seul niveau de gravure supplémentaire qui, sur les trois niveaux de phases parasites dus à l'utilisation des trois réseaux, compense l'un d'eux et réduit les deux autres. Le résultat est représenté schématiquement en bleu sur la figure 2.4. On obtient alors les nouveaux niveaux de phase répertoriés à la dernière ligne du tableau 2.2. Sur la figure 2.5(e), le spectre de Fourier de cette nouvelle transmittance notée $9A - 6\psi$ montre une nette diminution des amplitudes des ordres diffractés parasites, proche du cas (c). La compensation d'un seul réseau, ce qui réduit le déphasage des deux autres, semble donc être un bon compromis.

L'influence des ordres diffractés parasites est différente en fonction de l'ordre considéré. En effet elle dépend non seulement de la fréquence spatiale associée à cet ordre, mais aussi de son amplitude. Nous allons présenter ces aspects dans le paragraphe suivant. Pour ce faire, nous

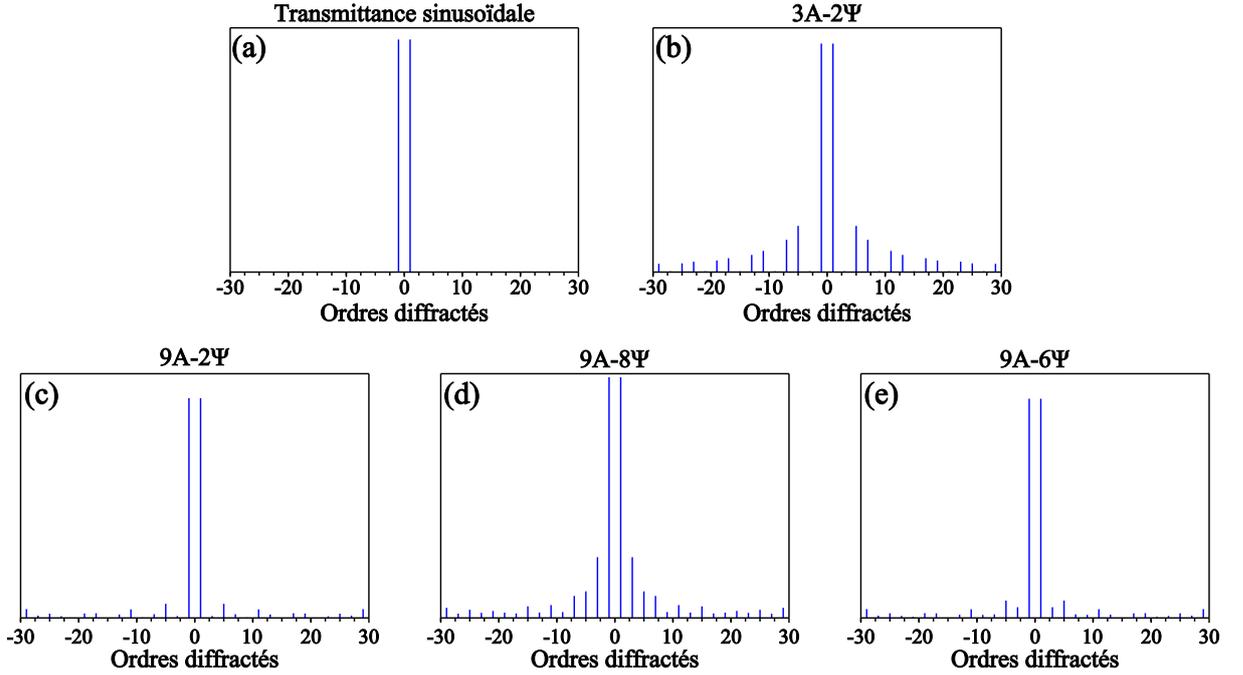


FIG. 2.5 – Diverses approximations de sinusoides et transformées de Fourier associées. (a) : cas d'une sinusoides idéale - (b) : approximation à trois niveaux - (c) : approximation à neuf niveaux, sans déphasages parasites - (d) : approximation à neuf niveaux avec déphasages parasites - (e) : approximation à neuf niveaux avec compensation d'un niveau de déphasage parasite.

allons observer la propagation de la figure de diffraction résultant de la traversée de ces différentes sinusoides par une onde plane.

2.2.2 Etude de la propagation

Lorsqu'une onde plane traverse une transmittance parfaitement sinusoidale, deux ordres sont diffractés et génèrent une figure d'interférences qui se propage selon l'axe z sous forme de tubes de lumière. Sur la figure 2.7(a) on présente la propagation de la figure d'interférences, en intensité, au-delà d'une transmittance sinusoidale en amplitude placée en $z = 0$. On observe deux tubes de lumière car on ne représente qu'une seule période de sinusoides (ce qui, en intensité, équivaut à deux périodes puisqu'on considère alors le module au carré).

Pour calculer la figure d'interférences en un plan d'abscisse z on considère le spectre angulaire d'onde planes, dans l'espace de Fourier [34]. Concrètement, il s'agit en un premier temps de prendre la transformée de Fourier de la figure d'interférence en $z = 0$, pour obtenir le spectre d'ondes planes. Autrement dit, il s'agit simplement de la transformée de Fourier de la transmittance. On lui multiplie ensuite le terme de propagation dans l'espace de Fourier, pour tout plan d'abscisse z . Par transformée de Fourier inverse, on déduit ensuite l'amplitude (ou l'intensité) de la figure d'interférences en z . Ces étapes sont schématisées sur la figure 2.6, où on note $A(x, z)$ l'amplitude complexe de la figure d'interférences. La transformée de Fourier associée est notée $\tilde{A}(x, z)$. Le terme de propagation dans le domaine de Fourier est :

$$\tilde{P}(\nu, z) = \exp\left(i\frac{2\pi}{\lambda}z\sqrt{1-\lambda^2\nu^2}\right) \quad (2.2)$$

avec λ la longueur d'onde et ν la fréquence spatiale dans le domaine de Fourier. Précisons que dans le cas où nous utilisons une matrice de détecteurs pour acquérir la figure d'interférences, la fréquence spatiale est donc limitée par le pas des pixels T_{pix} de la matrice. On a alors :

$$\nu_{max} = -\nu_{min} = \frac{1}{2T_{pix}} \quad (2.3)$$

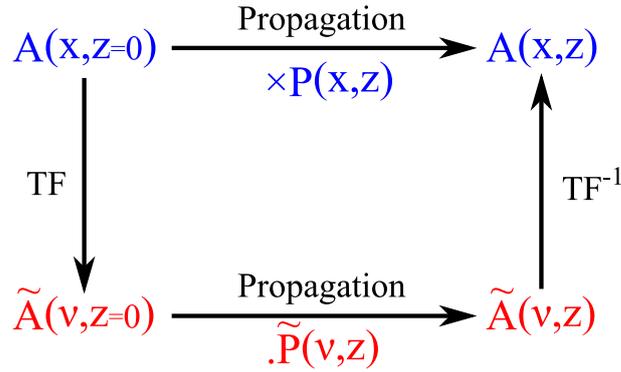


FIG. 2.6 – Propagation de la figure d'interférence selon l'axe \vec{z} . $A(x, z = 0)$ est l'amplitude en $z = 0$ et a pour transformée de Fourier $\tilde{A}(\nu, z = 0)$. On multiplie ensuite par le terme de propagation de l'équation (2.2) pour obtenir $\tilde{A}(\nu, z)$. Par transformée de Fourier inverse, on calcule $A(x, z)$.

Sur la figure 2.7(b), on présente l'approximation de la sinusoïde par trois niveaux de transmission. On constate une modulation latérale des tubes de lumière, issue des battements entre les différents ordres diffractés. L'amplitude selon \vec{x} de ces modulations dépend de l'amplitude des pics du spectre de Fourier et la fréquence selon \vec{z} dépend de leur position. Ainsi, l'ordre ayant la plus grande influence sur la figure en propagation sera l'ordre d'amplitude la plus élevée. On définit donc un critère f d'évaluation de la qualité de la transmittance tel que :

$$f = \frac{|C_{\max}|}{|C_1|} \quad (2.4)$$

$|C_{\max}|$ représente l'amplitude maximum diffractée par un ordre autre que l'ordre ± 1 et $|C_1|$ l'amplitude de l'ordre ± 1 . Si on augmente le nombre de niveaux de transmission pour passer de trois à neuf, toujours dans le cas idéal où les réseaux n'impliqueraient pas de déphasage parasite, on observe en (c) une forte diminution des modulations : on s'approche du cas idéal à deux tubes de lumière. En effet dans le spectre de Fourier, l'amplitude des ordres diffractés supplémentaires est faible. La modulation des tubes de lumière est donc de faible amplitude. Par contre, si on tient compte du déphasage parasite induit par l'utilisation des réseaux, on constate en (d) une forte modulation des tubes de lumière, liée à l'apparition des ordres parasites. En (e), la compensation du déphasage d'un des réseaux et la réduction des autres autres permet de réduire très fortement la modulation. Le tableau 2.3 récapitule les valeurs de f pour les différentes approximations de la transmittance sinusoïdale.

Transmittance	Sinus parfait	3A – 2Ψ (MHM)	9A – 2Ψ	9A – 8Ψ	9A – 6Ψ
f	0	0,2020	0,0644	0,2523	0,0791

TAB. 2.3 – Critère f d'évaluation de la transmittance. Il s'agit du rapport entre la plus grande amplitude d'un ordre parasite et celle de l'ordre ± 1 . On donne la valeur du critère pour plusieurs approximations d'une transmittance sinusoïdale : à trois ou neuf niveaux d'amplitude et à deux, huit ou six niveaux de phase. Plus f est faible, meilleure est l'approximation. L'approximation 9A – 6Ψ présente le meilleur compromis entre la fidélité et la difficulté de fabrication.

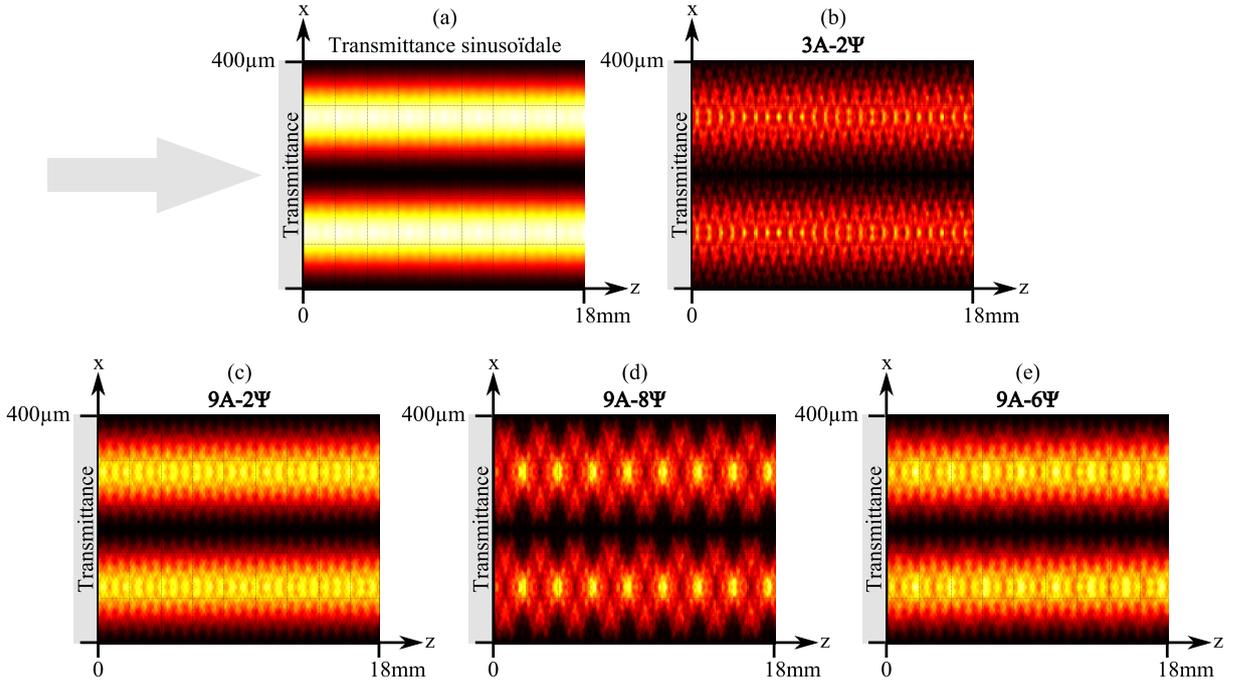


FIG. 2.7 – Diverses approximations de sinusoïdes et influence sur la propagation, en intensité, d'une onde plane qui les traverse. (a) : cas d'une sinusoïde idéale (deux arches sont représentées) - (b) : approximation à trois niveaux - (c) : approximation à neuf niveaux idéale, sans déphasages parasites - (d) : approximation à neuf niveaux réelle, avec déphasages parasites - (e) : approximation à neuf niveaux avec compensation d'un niveau de déphasage parasite.

Dans le cas d'une sinusoïde parfaite, le critère f vaut évidemment zéro puisque le spectre de Fourier ne présente pas d'ordres diffractés autres que $+1$ et -1 . Parmi les quatre approximations de sinusoïde, celle notée 9A – 2Ψ est la meilleure, d'après ce critère. La valeur élevée de f pour le cas 9A – 8Ψ impose une réduction des déphasages parasites. Le compromis proposé par la transmittance notée 9A – 6Ψ diminue nettement la valeur de f qui devient très proche du cas sans déphasage parasite. Ce critère justifie donc le choix de notre compromis.

Nous venons de montrer un exemple théorique de reconstruction d'une transmittance sinusoïdale 1D, d'amplitude discrète, à l'aide de réseaux. Nous avons rendu compte de l'importance prépondérante des différents déphasages induits par les réseaux et nous avons présenté des critères d'évaluation de la qualité de la reconstruction. Selon les applications d'une telle transmittance, ces critères sont plus ou moins pertinents. Dans les paragraphes qui suivent, nous allons pré-

senter l'utilisation d'une transmittance sinusoïdale —cette fois-ci en 2D— dans une application d'analyse de front d'onde basée sur l'interférométrie à décalage quadri-latéral.

2.2.3 Conception d'un IDQL

Nous proposons ici la réalisation d'un interféromètre à décalage quadri-latéral (IDQL) à l'aide de réseaux métalliques, pour l'analyse de front d'onde. Comme nous l'avons vu dans la première partie (§ 3, p. 17), ce type d'interféromètre est basé idéalement sur une transmittance sinusoïdale à deux dimensions, qui diffracte quatre répliques du front d'onde à analyser. De façon similaire à ce qui a été fait dans les paragraphes précédents pour le reconstitution d'une sinusoïde 1D, nous proposons ici la reconstitution d'une sinusoïde 2D, par paliers, à l'aide d'un pavage de réseaux métalliques de fentes. Cette reconstitution doit être aussi fidèle que possible. En effet comme nous l'avons vu dans le paragraphe 2.2.1, une transmittance qui n'est pas rigoureusement sinusoïdale fait apparaître des ordres diffractés supplémentaires, qui sont autant de répliques de l'onde incidente. Or, l'interférométrie à décalage quadri-latéral est justement basée sur l'analyse de la figure d'interférences des répliques issues de la diffraction d'une onde sur une sinusoïde 2D, comme nous l'avons abordé dans le paragraphe 3.1, page 17. Les répliques supplémentaires vont donc engendrer des perturbations dans l'interférogramme et en reconstituant au mieux la transmittance sinusoïdale, nous allons diminuer l'influence de ces répliques non désirées. La figure 2.8(b) présente, en rouge, un spectre de Fourier d'un interférogramme issu d'une sinusoïde 1D approchée, faisant apparaître des ordres parasites. On encadre en bleu la zone d'intérêt, en accord avec la procédure décrite dans la première partie (§ 3.1,p.20). La figure d'interférence est détectée par une matrice où le pas des pixels est noté T_{pix} . Il en résulte un échantillonnage du signal et donc un repliement spectral, pour des fréquences spatiales supérieures à $\frac{1}{2T_{pix}}$. Ce repliement spectral, représenté en vert sur la figure 2.8(b), peut poser problème dans le traitement de la figure d'interférence. En effet une fois repliés, les pics peuvent se superposer : les informations contenues dans leur enveloppe se mélangent et sont alors difficilement exploitables. Pour l'application d'analyse de front d'onde, il convient donc de porter une attention particulière aux ordres parasites diffractés par la transmittance. C'est la raison pour laquelle on va chercher à reconstituer une transmittance sinusoïdale aussi exacte que possible, limitant ainsi le nombre et l'amplitude des ordres diffractés parasites. Nous avons vu en début de chapitre la reconstruction d'une sinusoïde 1D par paliers à l'aide de réseaux métalliques sub-longueur d'onde. Nous présentons ici le motif élémentaire d'une sinusoïde 2D reconstituée que nous proposons pour un IDQL. La reconstitution s'est faite en réutilisant les trois niveaux de transmissions intermédiaires $\{0,3;0,5;0,7\}$, notamment pour optimiser le codage selon les axes \vec{x} , \vec{y} et sur les deux diagonales. La figure 2.9(a) représente la vue de dessus du motif élémentaire ; on peut y voir les différents réseaux codant les différents niveaux de transmission. Ce motif est à répéter autant de fois que nécessaire pour obtenir le masque de diffraction ayant la surface désirée.

Sur la figure 2.9(b), on trace un quart du spectre de Fourier 2D d'une transmittance 2D basée sur le motif de la figure 2.9, avec compensation du déphasage parasite d'un des réseaux. Comme pour le cas 1D, on constate que les ordres diffractés parasites sont de faible amplitude. Nous venons de donner les éléments de base pour fabriquer un interféromètre quadri-latéral à l'aide de réseaux métalliques sub-longueur d'onde.

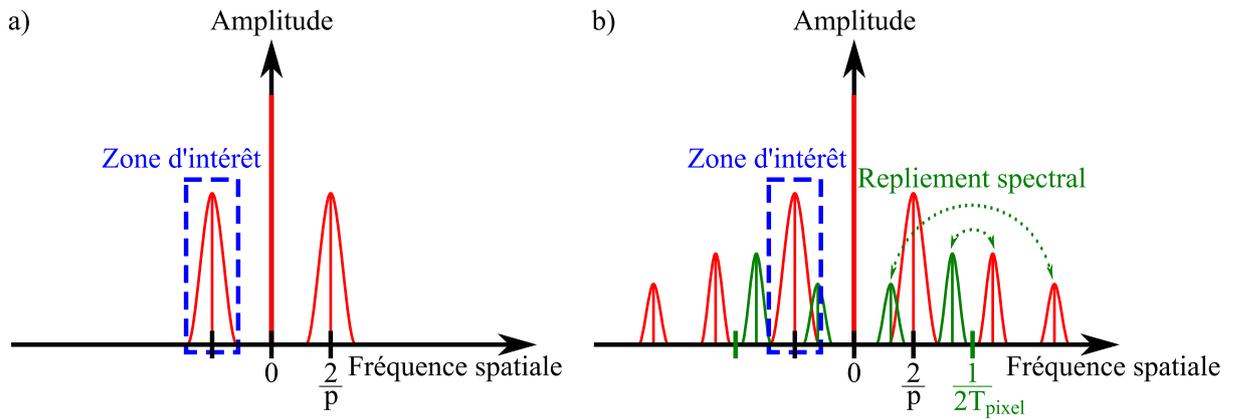


FIG. 2.8 – Spectre de Fourier d'un interférogamme issu de la diffraction à travers une transmittance sinusoïdale de période p : a) idéale, b) approchée. Les informations sur la forme du front d'onde à analyser sont contenues dans l'enveloppe des pics de fréquence $\pm \frac{2}{p}$. Dans b), des ordres supplémentaires apparaissent et peuvent perturber le traitement de la zone d'intérêt à cause du repliement spectral dû à l'utilisation d'une matrice de détection ayant un pas d'échantillonnage T_{pix} .

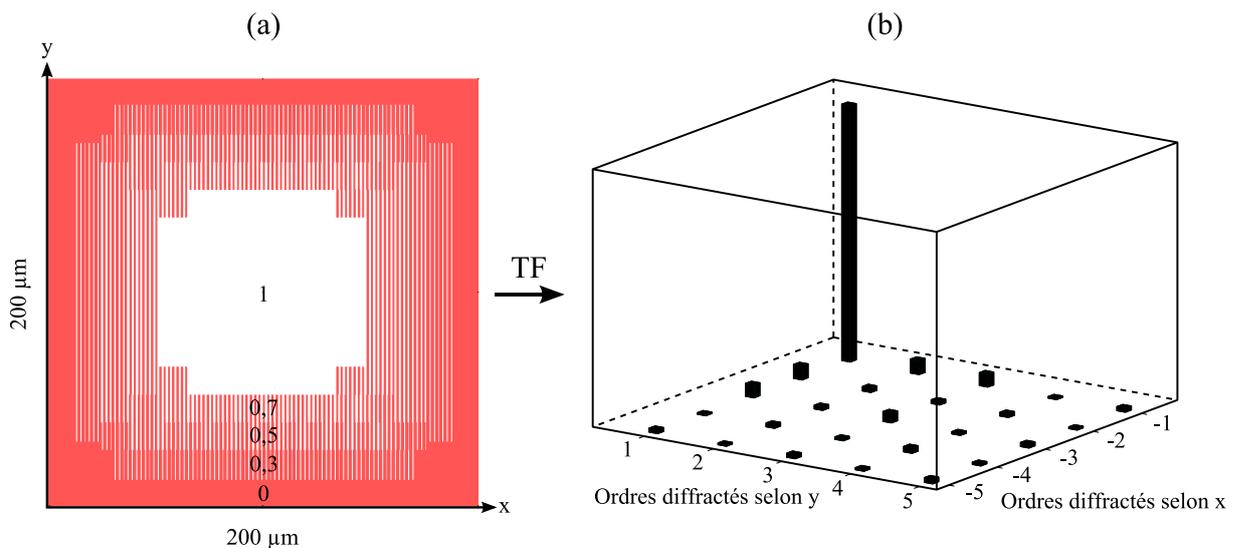


FIG. 2.9 – (a) : motif élémentaire à répéter dans les deux directions de l'espace pour obtenir la reconstitution d'une transmittance sinusoïdale à deux dimensions. (b) : représentation d'un quart du spectre de Fourier associé, lorsque les déphasages parasites sont partiellement compensés ($9A - 6\Psi$). On constate que les ordres diffractés parasites sont de faible amplitude par rapport à l'ordre utile qu'on voit ici (l'ordre $\{-1; +1\}$).

2.3 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons donné un exemple de la reconstruction spatiale par paliers d'une transmittance complexe, à l'aide de réseaux métalliques de fentes sub-longueur d'onde. Nous

avons présenté le principe de reconstruction d'une transmittance sinusoïdale (1D ou 2D) d'une période de $400\ \mu\text{m}$. Nous avons choisi une discrétisation à neuf niveaux d'amplitude en donnant la valeur de la transmission pour chaque palier, ainsi que sa largeur. Nous avons déterminé les structures à fabriquer pour coder les paliers. Elles consistent en des réseaux lamellaires en or, déposés sur un substrat préalablement traité anti-reflet. Le contrôle de la transmission se fait dans notre exemple uniquement en modifiant la largeur des fentes, pour une période $d = 2\ \mu\text{m}$ et une hauteur $h = 500\ \text{nm}$. Ces structures servent à reconstituer le module de la transmittance sinusoïdale. Pour obtenir la partie négative, on grave le substrat afin de réaliser un déphasage de π sur les zones concernées. L'utilisation de réseaux pour coder volontairement le module de la transmittance s'accompagne d'un codage involontaire de la phase transmise. Nous avons vu, en considérant un critère sur la transformée de Fourier et en étudiant la figure de propagation, que la présence de déphasages parasites était déterminante pour la qualité de l'approximation de la transmittance. Nous avons montré que la compensation du déphasage parasite d'un seul palier était suffisante (elle réduit aussi le déphasage des autres paliers), simplifiant par conséquent la fabrication du dispositif.

Nous avons proposé une application du codage d'une sinusoïde en passant à la transmittance sinusoïdale à deux dimensions pour servir alors d'élément diffractif de base à la mesure de front d'onde par interférométrie à décalage quadri-latéral. Ce principe repose sur le traitement des interférences entre quatre répliques du front d'onde à analyser. Ces quatre répliques peuvent être obtenues par la diffraction à travers une transmittance sinusoïdale 2D. En cas de mauvaise approximation de la transmittance, des répliques supplémentaires apparaissent et peuvent perturber la mesure. En utilisant un pavage de réseaux et en compensant partiellement les déphasages qui surviennent alors, nous avons reconstitué une transmittance avec peu de répliques parasites.

La fonction optique que nous avons reconstituée ici montre la possibilité de concevoir une *surface mathématique*, par morceaux, à l'aide de réseaux métalliques. L'exemple de la sinusoïde a été choisi pour montrer qu'il est également possible de coder une fonction d'amplitude négative, grâce à un déphasage de π obtenu par une structuration additionnelle. En fonction de l'application visée, c'est l'amplitude ou la phase qu'on va chercher à moduler et il s'avère que les réseaux métalliques de fentes permettent de contrôler indépendamment l'un et l'autre. Pour reprendre l'idée bien connue du prisme on peut imaginer non seulement la conception d'un gradient de phase, mais aussi d'un gradient d'amplitude ou le deux en même temps. Il est donc possible de réaliser un grand nombre de fonctions, combinant ou non les deux aspects de modulation de phase et d'amplitude.

Si on superpose plusieurs *surfaces mathématiques* en amplitude, cela revient à faire un produit des deux fonctions optiques. Le panel des possibilités s'élargit encore et on peut ainsi accéder à des formes d'amplitude très contrastée.

Troisième partie

Spectro-imageur infrarouge à réseaux
métalliques

Introduction

Faisant écho aux travaux d'Ebbesen *et al.* sur la transmission extraordinaire à travers un film métallique perforé de trous sub-longueur d'onde [1], Porto *et al.* ont présenté en 1999 une étude théorique de la transmission à travers des réseaux métalliques de fentes sub-longueur d'onde [2]. Les auteurs ont montré que lorsque le réseau est dans un environnement symétrique, c'est-à-dire lorsque le milieu d'entrée est de même indice optique que le milieu de sortie, des phénomènes de résonances apparaissent et donnent lieu à un pic de transmission important. Dans le cas particulier où le réseau est entouré d'air (figure 1), on peut même obtenir une transmission quasi-totale de la lumière. Dans cet article, les auteurs ont immédiatement proposé l'utilisation de ce genre de structure, à la géométrie très simple, pour la réalisation de filtres passe-bande ajustables en longueur d'onde en modifiant la période.

Depuis, de nombreux articles ont été publiés afin de comprendre plus en détail le mécanisme de cette transmission extraordinaire et les potentialités qui en découlent. Néanmoins, si les études théoriques sur ce genre de structure ont été très nombreuses et si les potentialités en terme d'applications semblent prometteuses, à notre connaissance aucune mise en évidence expérimentale de la transmission extraordinaire n'a été faite dans le domaine optique sur des structures entourées d'air. Et pour cause, si le système est d'apparence extrêmement simple (un seul matériau : de l'or, une structuration binaire) il n'en reste pas moins difficile à fabriquer puisqu'il ne s'agit pas de faire un dépôt d'or sur un substrat, mais bel et bien de réaliser une structure suspendue constituée de barres —d'un matériau plutôt *mou*— de quelques microns de large et d'une longueur suffisamment importante pour pouvoir être mesurée optiquement. Dans cette partie, nous réalisons cette structure. Nous présentons donc la fabrication de réseaux suspendus en or et nous mettons en évidence expérimentalement les propriétés optiques démontrées par le calcul il y a presque dix ans. Une étude expérimentale de la résonance nous permet de déterminer les points clés de la fabrication pour permettre des transmissions et des facteurs de qualité élevés.

Nous étudions tout d'abord les potentialités proposées par ces structures (membranes percées) en terme de filtrage spectral et dans le premier chapitre, nous présentons une revue bibliographie

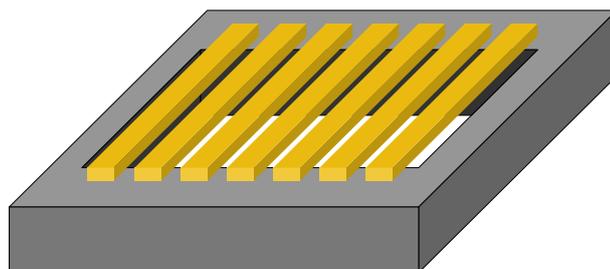


FIG. 1 – Réseau métallique suspendu de fentes sub-longueur d'onde.

des différents filtres à réseaux qui ont été étudiés. Nous mettons alors en évidence la grande souplesse d'utilisation des réseaux suspendus et nous détaillons les mécanismes physiques mis en jeu dans ces structures résonantes.

Dans le deuxième chapitre, nous détaillons le procédé de fabrication que nous avons mis au point pour réaliser ce type de structure. Nous effectuons ensuite une caractérisation optique de la résonance afin de vérifier les prédictions théoriques sur la transmission extraordinaire et proposons une technique expérimentale originale pour déterminer les pertes du résonateur et leur origine.

Dans le troisième chapitre, nous proposons une mise en application des filtres à réseaux suspendus dans un dispositif de spectro-imagerie *instantané* compact, fonctionnant sur la gamme spectrale 3-5 μm . Les réseaux sont utilisés pour créer une matrice de différents filtres disposés côte-à-côte. Nous présentons les premières images multi-spectrales réalisées avec notre démonstrateur.

1

Les filtres à réseaux

Dans ce chapitre, nous proposons de faire en un premier temps une revue bibliographique des différents filtres spectraux dans le moyen infra-rouge. Notre objectif est de trouver une structure permettant de réaliser une matrice de différents filtres réalisable sans avoir besoin de mettre en œuvre des moyens technologiques trop coûteux. Nous n'allons pas présenter une bibliographie de tous les concepts qui existent et nous laissons au lecteur la référence [35] qui pourra lui servir de départ pour l'étude du filtrage dû aux propriétés intrinsèques du matériau, à la présence de nanoparticules, aux réseaux à échelettes, à l'empilement de couches minces type *miroir de Bragg*... Pour notre part, nous nous intéressons de plus près aux réseaux de diffraction utilisés dans le régime sub-longueur d'onde, c'est-à-dire lorsque la période est inférieure ou égale à la longueur d'onde et qu'alors seul l'ordre 0 est propagatif. Nous avons porté notre choix sur cette famille des filtres car ils peuvent aussi bien être utilisés dans le visible que dans l'infrarouge proche, moyen ou lointain tandis que les empilements de couches minces, par exemple, proposent essentiellement des solutions dans le visible ou le proche infrarouge. De plus, les empilements de couches minces sont difficiles à mettre en œuvre pour réaliser des matrices de filtres dans l'infrarouge moyen du fait de l'épaisseur des matériaux à déposer et de la méconnaissance de leur propriétés optiques dans ces gammes de longueur d'onde.

Dans la famille des filtres à réseau, de nombreuses structures ont été étudiées théoriquement ou expérimentalement, chacune d'entre elles ayant des spécificités particulières : filtrage passe-bande, coupe-bande, sélectivité du filtre, gamme de longueur d'onde d'utilisation, sensibilité à la polarisation, tolérance angulaire... Nous verrons dans le chapitre 3 que nous cherchons des filtres passe-bande, opérant sur les bandes 3-5 μm (bande II) ou 8-12 μm (bande III), ayant une tolérance angulaire de $\pm 3^\circ$. La technique de fabrication des filtres est également un critère discriminant. En effet, nous cherchons à fabriquer une matrice de différents filtres, disposés côte-à-côte, sur une surface totale de l'ordre du centimètre carré. Nous cherchons les structures adaptées à nos besoins parmi les réseaux 2D (grilles de plots ou de trous) ou 1D (fentes), en métal ou en diélectrique. Dans ce chapitre, nous consacrons un paragraphe à chacune de ces catégories. Nous exprimerons ensuite le type de structure que nous avons sélectionné et justifierons notre choix.

1.1 Filtrage spectral à l'aide de réseaux 2D

1.1.1 Réseaux métalliques

Nous allons commencer notre revue bibliographique par les réseaux métalliques à deux dimensions. En effet, même si l'étude des réseaux de diffraction a commencé au début du 20^{ème}

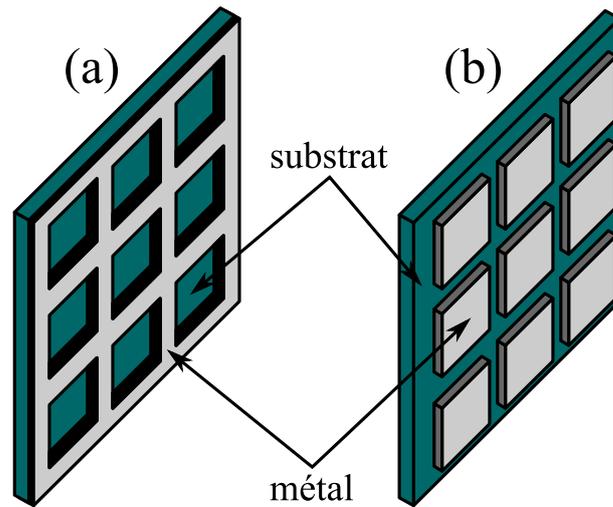


FIG. 1.1 – Schéma d'une grille métallique inductive (a) et capacitive (b). (a) : film métallique percé de trous. (b) : plots de métal déposés sur un substrat. Ces structures ont servi d'éléments de base pour la réalisation de filtres en transmission dans l'infrarouge lointain dans de nombreuses études.

siècle avec Wood [13] puis Rayleigh [12] sur des réseaux 1D, l'utilisation des réseaux pour du filtrage spectral a débuté dans la gamme spectrale sub-millimétrique sur des structures en 2D, notamment dans les années 1960 avec les publications de Renk et Genzel en 1962 [36], *Mitsubishi et al.* en 1963 [37], de Vogel et Genzel en 1964 [38] et d'Ulrich en 1967 [39, 40]. Ces articles décrivent deux types de structures. Les premières consistent en des réseaux de trous carrés perforés dans un film métallique, déposé sur un substrat ou non, (figure 1.1(a)) et sont appelées *grilles inductives*. Les deuxièmes sont leurs structures complémentaires, à savoir des réseaux de plots métalliques déposés sur un substrat. Ulrich leur attribue le nom de *grilles capacitives* (figure 1.1(b)).

Dans la référence [39], l'auteur propose un modèle électrique pour ces deux types de structures en faisant intervenir des inductances, des capacités et des résistances. Il calcule ainsi la transmission à travers une grille ou un empilement de plusieurs grilles, réalisant alors un filtre interférentiel passe-bas (figure 1.2). Ce concept d'empilement de grilles a été repris par la suite pour la réalisation de filtres passe-haut [40] opérationnels pour des longueurs d'onde de l'ordre de la centaine de microns. Dans ce type d'empilement, l'écart entre les différentes grilles peut-être déterminant. En effet, le système se comporte alors comme un résonateur de Fabry-Perot, où les interfaces réfléchissantes sont les grilles [41], (figure 1.2). Ainsi la longueur d'onde de coupure va dépendre non seulement de la géométrie des différentes grilles, mais aussi de l'écart entre elles. En augmentant le nombre de grilles capacitives et inductives, Garg et Pradhan proposent un filtre passe-bande étroit avec un très bon taux de réjection [42]. D'autres auteurs proposent la réalisation de grilles métalliques perforées de croix, dont la géométrie permet d'ajuster les propriétés du filtre [43, 44].

Les filtres développés jusqu'alors consistaient donc en des grilles métalliques empilées. Même si les grilles individuelles réalisent déjà une certaine sélectivité spectrale grâce aux phénomènes inductifs qui se produisent, c'est surtout les effets de résonance entre les différentes grilles qui permettent d'obtenir des pics de transmission élevée proche de 100%, avec un très bon taux de réjection. Vu le caractère bidimensionnel des grilles, ces filtres peuvent être utilisés sous

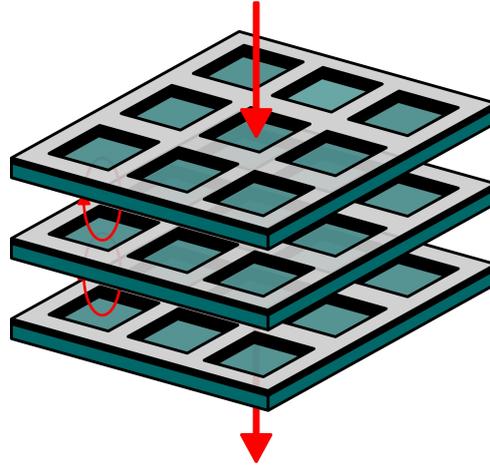


FIG. 1.2 – Empilement de grilles inductives. Ce type de dispositif fait intervenir des résonances de type Fabry-Perot. On peut ainsi réaliser des filtres aux caractéristiques ajustables, en faisant varier la géométrie des grilles et l'espacement entre elles.

lumière non polarisée. Les articles précédemment cités proposent de nombreuses caractérisations expérimentales sur des gammes de longueurs d'onde allant de plusieurs dizaines de microns jusqu'au domaine sub-millimétrique. Même si nous pouvons assez facilement imaginer reproduire ce concept de filtre dans les bandes II et III de l'infrarouge, ces structures ne semblent pas être les mieux adaptées à nos besoins. En effet, rappelons que notre objectif est de réaliser une matrice de différents filtres, chacun d'entre eux s'étendant sur une surface de l'ordre du millimètre carré. Or, pour ajuster la position spectrale du pic de transmission d'un filtre à empilement de grilles, il faut non seulement modifier leur géométrie mais aussi l'espacement entre elles. Ces structures, d'épaisseur variable, sont donc difficilement réalisables sur un même échantillon.

Des années plus tard, 1998 a marqué un regain d'intérêt sur les réseaux métalliques sub-longueur d'onde, grâce à une expérience réalisée par Ebbesen *et al.* sur un film métallique perforé de trous très sub-longueur d'onde déposé sur un substrat en quartz [1]. En effet, il a été observé une transmission *extraordinaire* que la théorie de Bethe [45] ne prédisait pas, apparaissant à une longueur d'onde dépendant de la période de la structure. Dans l'article de 1998, les auteurs attribuent la transmission extraordinaire à l'excitation d'ondes électromagnétiques de surface appelées *plasmons de surface* ([46, 47, 48]). Un *plasmon de surface* —ou plus justement *polariton-plasmon de surface*— provient du couplage entre une onde électromagnétique et le gaz d'électrons liés présents à la surface d'un métal [49]. Il s'agit d'un phénomène d'interface et plus on s'éloigne de l'interface, plus l'amplitude du champ électromagnétique diminue, comme schématisé sur la figure 1.3.

Le rôle des plasmons de surface dans la transmission extraordinaire à travers des réseaux de trous a été confirmé peu de temps après [50, 51] et à nouveau très récemment [52]. Les mesures en transmission effectuées sur un réseau de trous déposé sur un substrat ont montré une transmission extraordinaire atteignant la dizaine de pourcents. Lorsque la grille n'est pas déposée sur un substrat mais suspendue dans l'air, les intensités transmises peuvent être élevées, avec un taux de réjection moins bon que pour les empilements de grilles mais acceptable néanmoins (de l'ordre de 5% à 10%) [51, 53, 54].

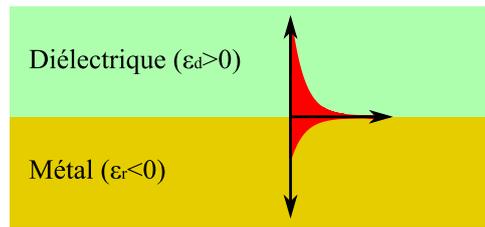


FIG. 1.3 – Représentation schématique d'un plasmon de surface. Il s'agit d'une onde électromagnétique se propageant à l'interface entre un diélectrique et un métal. Son amplitude décroît exponentiellement quand on s'éloigne de l'interface.

1.1.2 Réseaux diélectriques

Les phénomènes de résonance survenant dans les réseaux 2D en diélectrique permettent également de les utiliser comme filtres spectraux. Dans la plupart des références que nous avons, on propose de réaliser du filtrage spectral en tirant profit de la réflexion quasi totale des structures présentées [55]. Par exemple, Peng et Morris proposent en 1996 [56] un filtre en réflexion avec une efficacité de 1, insensible à la polarisation et avec une bonne tolérance angulaire. La position du pic de réflexion s'ajuste en fonction des paramètres géométriques de la structure. Fehrembach *et al.* ont également proposé diverses structures à des fins de filtrage spectrale pour les longueurs d'onde télécom [57, 58, 59, 60]. Dans la référence [57], les auteurs présentent un guide d'onde diélectrique déposé entre un réseau de plots et le substrat. Grâce au réseau, on peut avoir un couplage quasi-parfait entre l'onde incidente et le guide d'onde. Ceci peut conduire à une réflexion proche de 1, pourvu que l'angle d'incidence soit adapté à la géométrie. Ce même principe de couplage entre l'onde incidente et le guide d'onde grâce au réseau est exploité dans les références [58, 59, 60] où les auteurs présentent —théoriquement et expérimentalement— les propriétés de filtrage spectral en réflexion des réseaux de plots carrés ou circulaires déposés sur des guides d'onde. On arrive alors à concevoir des filtres faiblement dépendant de la polarisation, avec une bonne tolérance angulaire, notamment grâce à des réseaux doublement périodiques [60].

1.2 Filtrage spectral à l'aide de réseaux 1D

1.2.1 Réseaux diélectriques

Nous commençons notre revue sur les réseaux diélectriques par un article de Magnusson et Wang [61] où les auteurs présentent une structure basée sur un réseau diélectrique 1D déposé sur un substrat. Le concept de résonance de mode guidé est alors mis en avant pour expliquer les pics de réflexion observés. La position spectrale de ces pics varie en fonction de l'épaisseur du réseau mais aussi des indices des diélectriques qui composent la structure périodique. Les auteurs précisent qu'une telle structure est polarisante : la position du pic de réflexion varie en fonction de la polarisation. Dans l'article, on propose un exemple de filtre fonctionnant dans le visible. En 1994 dans la référence [62], les mêmes auteurs proposent une structure plus complexe en ajoutant des couches de diélectriques de part et d'autre du réseau (figure 1.4 (a)). Ils montrent que, lorsque l'indice optique du milieu d'entrée est le même que l'indice optique du substrat (la structure est *symétrique*), le pic de réflexion a un meilleur taux de réjection. Un résultat similaire est obtenu à l'aide de deux couches minces encadrant le réseau, lorsque leur épaisseur est optimisée en anti-reflet. Les mêmes auteurs proposent une année plus tard un empilement de plusieurs couches minces et de plusieurs réseaux (figure 1.4 (a)) pour concevoir des filtres très

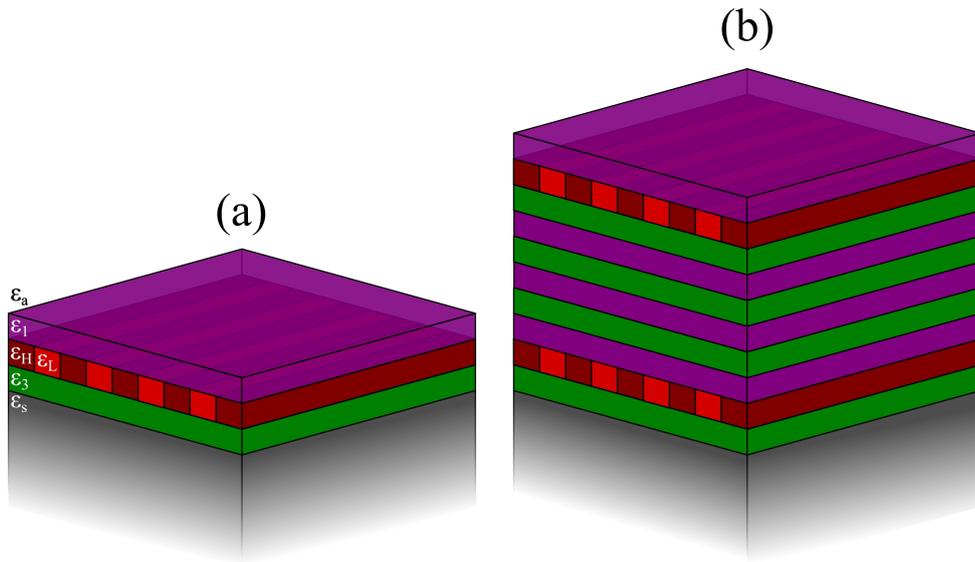


FIG. 1.4 – *Filtres spectraux à base d'un empilement de couches minces et de réseaux. (a) : exemple de structure proposée par Wang et Magnusson dans la référence [62]. (b) : structure avec de nombreux empilements.*

sélectifs en réflexion ou aussi en transmission, toujours polarisant [63]. Ce concept d'empilement est repris dans la référence [64] où les auteurs présentent un empilement de neuf couches avec un réseau sur la couche du milieu ou avec deux réseaux, de part et d'autre de l'empilement (figure 1.4 (b)). Là encore, les structures montrent des résonances très fortes, permettant un filtrage plus étroit qu'avec un classique empilement de couches minces non structurées, à nombre de couches équivalent.

Ce type de structure, avec ou sans couche mince, a essentiellement été étudié dans le visible ou le proche infrarouge. On notera une réalisation expérimentale fonctionnant sur la gamme 1,5-2 μm , à base de silicium sur saphir [65].

Plus récemment, des structures à base de réseaux *suspendus* ont été étudiées [66, 67, 68, 69]. Par *suspendus*, on entend que les barres qui constituent le réseau sont simplement maintenues à leurs extrémités par le substrat (figure 1.5). La référence [66] présente la réalisation d'un réseau en silicium à géométrie variable grâce à l'action mécanique d'un MEMS (microelectromechanical system) permettant de faire varier la période. Ce dispositif joue le rôle d'un miroir large bande et sa surface est de 50 $\mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$. En revanche, des cylindres en carbure de silicium ont été étudiée théoriquement dans les références [67, 68] et montrent des pics de réflexion totale très étroits pour un état de polarisation. Cet effet est attribué à des résonances géométriques et à des résonances dipolaires. Sur des structures semblables mais en nitrure de silicium, Ye *et al.* ont montré dans la référence [69] des pics de réflexion totale très étroits.

1.2.2 Réseaux métalliques

Le dernier type de structures que nous allons étudier est celui des réseaux métalliques de fentes. L'étude de ce type de structures a suscité un grand intérêt depuis l'observation d'*anomalies* dans les spectres en réflexion de l'ordre 0, faite par Wood en 1902 [13]. Plus précisément, il constata une brusque modification de l'intensité réfléchi pour une faible variation de la longueur d'onde (un minimum suivi d'un maximum), et ce lorsque la polarisation de l'onde incidente était

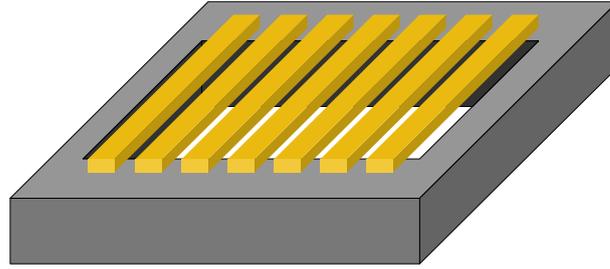


FIG. 1.5 – Schéma d'un réseau suspendu. Les barres sont maintenues à leurs extrémités par le substrat.

telle que le champ magnétique était parallèle aux fentes du réseau (polarisation TM). Rayleigh suggéra en 1907 que ces anomalies étaient dues à l'apparition (ou à la disparition) d'un ordre diffracté par la réseau [12], c'est-à-dire lorsque la longueur d'onde λ_R suit la relation :

$$nk_0 = \left| k_0 \sin \theta + p \frac{2\pi}{d} \right| \quad (1.1)$$

$$\frac{n}{\lambda_R} = \left| \frac{n}{\lambda_R} \sin \theta + \frac{p}{d} \right| \quad (1.2)$$

$$(1.3)$$

où p est l'ordre de diffraction d'un réseau de période d et n est l'indice de réfraction du milieu incident.

Pourtant, la suggestion faite par Rayleigh ne suffisait pas à décrire complètement les anomalies observées par Wood, notamment l'alternance minimum/maximum de l'intensité. Après des études complémentaires de Wood en 1912 [70] et en 1935 [71], Fano montra que les anomalies étaient dues à des ondes de surface [72]. Mais ce n'est finalement qu'en 1965 qu'Hessel et Oliner distinguèrent deux causes aux anomalies de Wood : l'apparition d'ordres diffractés mais aussi des phénomènes de résonance [73]. Ces phénomènes de résonance sont entre autres liés à l'excitation d'ondes de surface évanescentes : les plasmons de surface (figure 1.3). Ces études se sont notamment poursuivies par les travaux de Maystre et Nevière [74] qui étudièrent les anomalies de Wood en calculant les pôles et zéros des coefficients de réflexion et de transmission. En 1999 Porto *et al.* [2] ont porté leurs études sur la transmission à travers des réseaux métalliques de fentes étroites. Les auteurs ont observé un pic de transmission très élevée (de l'ordre de 90%) en polarisation TM grâce aux résonances plasmoniques, pourvu que le réseau soit suffisamment épais et que l'indice optique du milieu d'entrée soit le même que celui du milieu de sortie. Collin *et al.* on en outre montré théoriquement que ce genre de structure permet d'atteindre des facteurs de qualité très élevés, de 10 à 10^5 [75]. En 2006, Moreno *et al.* ont proposé une structure permettant d'obtenir une transmission extraordinaire en polarisation TE[76]. Cette structure consiste en un réseau métallique suspendu, de part et d'autre duquel sont déposées deux couches minces en diélectrique. Les ondes de surface qui se créent alors à la surface du réseau ne sont plus des plasmons, puisque la polarisation ne le permet pas, mais des ondes guidées dans les couches diélectriques.

1.2.3 Conclusion : le choix des structures suspendues

Parmi les systèmes que nous venons de présenter, nous allons déterminer quelles sont ceux qui sont les mieux adaptés à notre application. On rappelle qu'on cherche à faire un filtre spectral

passe-bande (ou coupe-bande) dans l'infrarouge, facilement paramétrable en longueur d'onde puisqu'on a pour but de réaliser une matrice de différents filtres sur des dimensions de l'ordre de quelques millimètres carrés. Ainsi, tous les systèmes basés sur un empilement de différentes structures ou de couches minces nous semblent peu adaptés. En effet même si on peut effectivement obtenir grâce à cela des filtres très efficaces, la sélectivité en longueur se fait en modifiant le nombre de structures (ou de couches), donc en modifiant l'épaisseur. Or, une juxtaposition de filtres d'épaisseurs différentes sur des petites dimensions est compliquée à fabriquer car cela met en jeu de nombreuses étapes technologiques. Aussi, nous préférons les systèmes géométriquement plus simples, où les phénomènes de résonance permettant le filtrage se produisent dans une seule structure et dont les grandeurs variables sont dans le plan de l'échantillon. Parmi ces systèmes, les réseaux déposés sur un substrat permettent d'ajuster facilement les caractéristiques spectrales du filtre, en jouant uniquement sur les dimensions latérales telles que la période ou la largeur de fentes, à épaisseur constante. Lors de la fabrication, ces dimensions latérales sont traitées au cours de la (ou des) étape(s) de lithographie, ce qui permet un traitement massivement parallèle. Si la réalisation d'une matrice semble alors tout à fait envisageable, on notera néanmoins que du fait de la présence du substrat, le maximum de transmission n'est pas très élevé. En revanche lorsque les réseaux sont dans un environnement symétrique (l'indice optique du milieu d'entrée est le même que l'indice optique du milieu de sortie) et plus particulièrement lorsqu'ils sont entourés d'air, les phénomènes de résonance qui se produisent entre la face d'entrée et la face de sortie permettent d'obtenir des pics transmission très importante, voire totale.

Les réseaux *suspendus* présentent ainsi de nombreux avantages. D'une part, la géométrie est extrêmement simple puisqu'on ne fait intervenir qu'un seul matériau (un métal ou un diélectrique). D'autre part, ces filtres sont efficaces (transmission ou réflexion quasi-totale) et très facilement ajustables (en position et en largeur spectrale) puisqu'il s'agit de modifier uniquement la période et la largeur des fentes, à épaisseur constante. Ils sont donc tout à fait intégrables sur un même échantillon, réalisé en un minimum d'étapes technologiques. Ensuite, les structures 1D présentent également la particularité d'être polarisante, ce qui ajoute une fonctionnalité optique. Enfin, les réseaux métalliques ont une meilleure tolérance angulaire que les réseaux diélectriques. Ainsi, nous avons choisi de consacrer la suite de notre travail aux réseaux de fentes métalliques et suspendus. Dans le paragraphe suivant, nous rentrons plus en détail dans les mécanismes physiques mis en jeu dans la transmission extraordinaire calculée par Porto *et al.* en 1999.

1.3 Résonances photoniques dans les réseaux métalliques 1D

1.3.1 Mise en évidence de la transmission extraordinaire

Nous avons donc tourné notre choix vers les réseaux métalliques 1D suspendus. Dans ce paragraphe, nous allons présenter les différents phénomènes responsables de la transmission extraordinaire. Dans leur article pionnier de 1999, Porto *et al.* [2] mettent en évidence deux pics se produisant sur une même structure à des longueurs d'onde différentes. En effet lorsqu'ils augment l'épaisseur de leur réseau, on observe l'apparition d'un premier pic pour une longueur d'onde proche de la période du réseau. En épaississant davantage, ce pic se déplace vers les grandes longueurs d'onde en s'élargissant et un deuxième pic apparaît, à nouveau à proximité de la période. La figure 1.6 présente trois spectres de la transmission, dans l'ordre 0 sous incidence normale, de réseaux métalliques de fentes calculés avec la méthode modale simplifiée, en polarisation TM. Les géométries sont celles des structures présentées dans l'article de Porto *et al.*, où les auteurs font varier l'épaisseur du réseau. La période est de $d = 3,5 \mu\text{m}$, la largeur des fentes est de $w = 0,5 \mu\text{m}$ et l'épaisseur h vaut 0,2-1,2-3 μm .

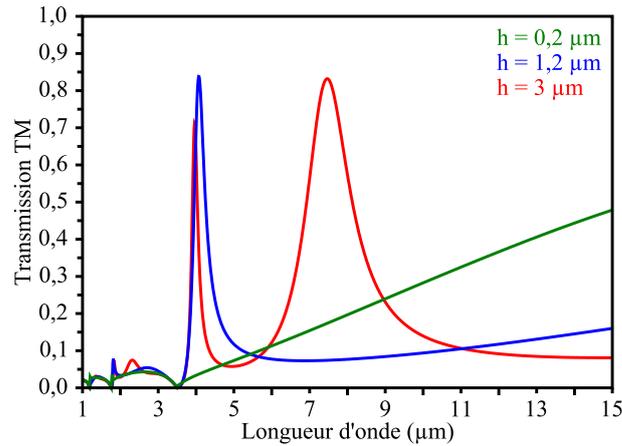


FIG. 1.6 – Transmission calculée (méthode modale simplifiée) à travers des réseaux de fentes suspendus en or. La période vaut $d=3,5 \mu\text{m}$ et la largeur des fentes est de $w=0,5 \mu\text{m}$. L'épaisseur est variable : en vert, $h=0,2 \mu\text{m}$; en bleu, $h=1,2 \mu\text{m}$ et en rouge $h=3 \mu\text{m}$. On constate l'apparition de fortes résonances pourvu que le réseau soit suffisamment épais. Pour un réseau très épais, deux résonances apparaissent.

1.3.2 Transmission extraordinaire : deux mécanismes résonants

Les spectres présentés sur la figure 1.6 montrent deux pics de transmission, pourvu que l'épaisseur soit suffisamment importante. Dans leur article, Porto *et al.* réalisent une étude sur l'influence de l'angle d'incidence sur la position spectrale de ces pics. Ils constatent que la position du pic aux courtes longueurs d'onde est très sensible à l'angle d'incidence et suit la relation de dispersion des plasmons de surface calculée pour une interface plane. Au contraire, le pic aux grandes longueurs d'onde ne varie quasiment pas, comme c'est le cas pour une résonance de cavité. Ainsi, les auteurs suggèrent l'existence de deux mécanismes résonants différents : des résonances plasmoniques sur les interface horizontales et des résonances de cavité dans les fentes (guide d'onde). Dans les prochains paragraphes, nous présentons de plus près les mécanismes se produisant lors du pic de transmission des courtes longueurs d'onde.

Résonances plasmoniques horizontales

Dès le début du 20^{ème} siècle, Wood [13] a mis en évidence expérimentalement une brusque variation —une alternance de minimum et de maximum— de l'intensité réfléchiée par un réseau, à des longueurs d'onde voisines de sa période. De nombreuses études ont alors été faites pour tenter d'expliquer les origines de ces anomalies et les études citées dans le paragraphe 1.2.2 montrent que des phénomènes de surface sont mis en jeu dans le maximum de transmission. Plus précisément, il s'agit du couplage entre l'onde incidente et les plasmons sur les faces horizontales du réseau. Dans le cas d'une interface métal (permittivité ϵ_m)/diélectrique (permittivité ϵ_i) séparant deux milieux semi-infinis, cette onde de surface a pour vecteur d'onde :

$$k_{ps} = k_0 \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\epsilon_i} + \frac{1}{\epsilon_m}}} \quad (1.4)$$

Cette équation montre que le vecteur d'onde du plasmon est plus grand que le vecteur d'onde d'une lumière incidente dans le diélectrique. Ainsi, une onde plane ne peut pas directement exciter

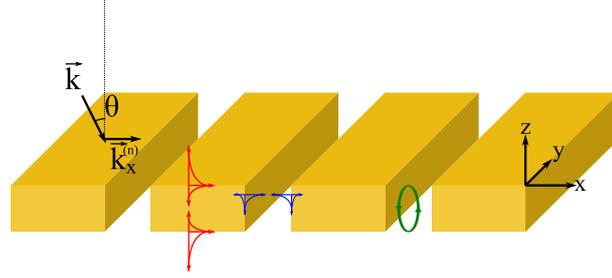


FIG. 1.7 – Résonances plasmoniques dans les réseaux métalliques de fentes. En rouge, les plasmons de surface horizontaux peuvent être excités par les ordres diffractés par le réseau le long de la surface. En bleu, les plasmons verticaux se couplent pour constituer le mode fondamental guidé par les fentes étroites. Lorsque l'épaisseur du réseau est suffisante, une résonance verticale peut se produire, à la manière d'un résonateur de type Fabry-Perot, par réflexions multiples des plasmons verticaux aux extrémités de la fente (en vert).

le plasmon. En revanche sur une structure périodique, les plasmons horizontaux (en rouge sur la figure 1.7) vont pouvoir être stimulés par les ordres diffractés par le réseau le long de l'interface. On aura alors :

$$k_x^{(n)} \simeq k_{ps} \quad (1.5)$$

où $k_x^{(n)}$ représente le vecteur d'onde parallèle de l'onde diffractée d'ordre n :

$$k_x^{(n)} = k_x^{(0)} + n \frac{2\pi}{d} \quad (1.6)$$

Néanmoins, les résonances de surface horizontales ne sont pas les seuls mécanismes mis en jeu dans la transmission extraordinaire des réseaux suspendus. En effet, Porto *et al.* ont montré que l'amplitude de la résonance était également liée à l'épaisseur du réseau (voir figure 1.6). Ainsi, la dimension verticale de la structure joue également un rôle.

Résonances verticales

Les fentes qui constituent le réseau peuvent être considérées comme des guides d'onde plans. Lorsqu'elles sont très étroites, seul le mode fondamental du guide d'onde plan est propagatif et dans la référence [75], les auteurs montrent que ce mode est constitué du couplage de deux plasmons se propageant le long des parois verticales de la fente (en bleu sur la figure 1.7). Ainsi, les résonances verticales peuvent être vues comme des résonances de type Fabry-Perot du mode fondamental dans la fente (en vert sur la figure 1.7).

Dans la référence [77], Collin *et al.* proposent l'étude des phénomènes de résonances verticale et horizontale. Ils montrent que sous incidence normale, la résonance responsable de la transmission extraordinaire est essentiellement verticale. Puis, en augmentant l'angle d'incidence, ils observent que la relation de dispersion du maximum de transmission se rapproche de celle de l'anomalie de Wood-Rayleigh et que, parallèlement, les résonances horizontales deviennent de plus en plus importantes et sont accompagnées d'une augmentation du facteur de qualité de la structure résonante. Cette augmentation du facteur de qualité est due à l'augmentation du coefficient de réflexion dans les fentes, causée par les résonances horizontales.

Mécanisme de transmission à travers la structure

Pour résumer, le mécanisme de la transmission extraordinaire à travers un réseau métallique sub-longueur d'onde est le suivant : l'onde incidente se couple avec le mode guidé par les fentes en partie directement et en partie par l'intermédiaire des plasmons de surface horizontaux de la face d'entrée. Sur la face de sortie, le mode guidé par les fentes se couple avec une onde propagative en partie directement et en partie par l'intermédiaire des plasmons de surface horizontaux de la face de sortie. Le couplage entre les plasmons des faces d'entrée et de sortie via la fente est d'autant plus efficace que les indices des deux milieux sont égaux. C'est la raison pour laquelle on obtient des transmissions plus importantes avec les structures symétriques.

Nous verrons au chapitre suivant (§ 2.2.3, p. 88) que les interférences entre ces deux *canaux* de transmission (direct et indirect) sont responsables de la proximité d'un minimum et d'un maximum de transmission.

1.4 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons mis en évidence l'intérêt des réseaux suspendus pour des applications de filtrage spectral. En effet ces structures, de géométrie très simple, permettent de réaliser aussi bien des filtres coupe-bande (lorsqu'ils sont en diélectrique), que passe-bande (lorsqu'ils sont métalliques). Qui plus est, on peut ajuster la position et la largeur du pic de transmission (ou de réflexion) simplement en ajustant la période et la largeur des fentes, donc à épaisseur constante. Cette souplesse permet de juxtaposer plusieurs structures sur un même échantillon et en une seule série d'étapes technologiques. La fabrication d'une matrice de filtres est ainsi plus aisée. En outre, ce type de réseaux permet de réaliser une fonction de polarisation.

Dans notre étude, nous portons notre attention en particulier sur les réseaux suspendus métalliques. Nous résumons les mécanismes responsables de la transmission extraordinaire à travers ce type de structures. La transmission s'explique par le couplage *via* les fentes des plasmons des faces horizontales d'entrée et de sortie. Ce couplage se fait de façon très efficace d'une part car nous sommes en présence d'une structure symétrique, et d'autre part parce que le guidage de l'onde dans la fente se fait avec peu de pertes. En effet, les fentes se comportent comme des guides d'onde plan, dont le mode fondamental n'a pas de fréquence de coupure. Dans le chapitre suivant, nous proposons une étude expérimentale de cette transmission extraordinaire.

2

Mise en évidence et caractérisation expérimentales de la transmission extraordinaire et des résonances à travers les réseaux suspendus en or

Sommaire

2.1	Procédé de fabrication de structures suspendues	72
2.1.1	Etapes A à D : dépôt de la membrane et gestion des contraintes	72
2.1.2	Etapes E et F : gravure chimique du substrat	77
2.1.3	Etapes G et H1 : structuration de la membrane et dépôt d'or	78
2.1.4	Etape H2 : réseau suspendu diélectrique	80
2.2	Mesures de résonances de Fano à transmission maximale élevée	84
2.2.1	Influence de la géométrie sur la position de la résonance	84
2.2.2	Caractérisation en angle : modification des résonances	85
2.2.3	Caractérisation expérimentale fine des résonateurs : pertes radiatives, non-radiatives et facteurs de qualité	88
2.3	Conclusion du chapitre	94

Dans ce chapitre, nous proposons de mettre en évidence expérimentalement les phénomènes de résonances qui peuvent se produire dans les réseaux métalliques de fentes sub-longueur d'onde suspendus. Comme présenté théoriquement dans la référence [2], ces phénomènes peuvent donner lieu à un pic de transmission quasi-totale. La première difficulté, avant de pouvoir observer ce phénomène, est liée à la fabrication des structures. En un premier temps, nous présentons le procédé que nous avons développé pour fabriquer les réseaux suspendus sur de grandes surfaces, typiquement supérieures au millimètre carré. Ce procédé nous permet de réaliser des structures suspendues quelconques mais nous avons pour objectif la réalisation de réseaux métalliques. L'or étant un matériau *mou*, il s'agit en réalité de fabriquer un réseau suspendu en diélectrique à fort module d'Young, puis de l'enrober d'une épaisseur d'or suffisamment importante pour que les propriétés optiques soient identiques à celles d'un réseau en or pur. Ici, le diélectrique assure donc la rigidité de la structure. En un deuxième temps, nous caractérisons optiquement les échantillons. Nous présentons des mesures en intensité transmise réalisées en faisant varier l'angle d'incidence, à l'aide du banc présenté dans la première partie (§ 2, p. 14). Nous mettons

en évidence expérimentalement la transmission quasi-totale (87%) et proposons une méthode originale pour extraire le facteur de qualité de la résonance ainsi que les pertes radiatives et non-radiatives du système.

2.1 Procédé de fabrication de structures suspendues

Nous détaillons dans les paragraphes qui suivent le procédé de fabrication qui a été développé pour la fabrication de réseaux suspendus, en or ou en diélectrique. Il s'appuie sur des procédés décrits dans la littérature au début des années 90 pour des dimensions radicalement différentes, ce qui modifie les contraintes lors de la fabrication.

Dans les références [78, 79, 80, 81, 82], des réseaux suspendus en nitrure de silicium (Si_3N_4) sont utilisés dans des applications d'interférométrie à atomes. La technologie de fabrication de structures suspendues a également été développée lors de cette même décennie au Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, sur du carbure de silicium (SiC) pour des applications dans le domaine des rayons X [83, 84, 85] ou plus récemment dans la biophysique [86], mais là encore avec des géométries très éloignées de nos objectifs. Dans le principe, nous allons en un premier temps réaliser une membrane diélectrique, tendue comme une peau de tambour. Cette membrane est ensuite structurée pour donner naissance au réseau suspendu en diélectrique, que nous pouvons alors enrober d'or.

Dans les références [78, 79, 80, 81, 82], la période des structures fabriquées est de l'ordre de quelques centaines de nanomètres, avec un taux de remplissage de $\frac{1}{2}$; la longueur des fils diélectriques qui constituent les réseaux est, quant à elle, de l'ordre du millimètre mais, tous les 5 μm , des barres transversales sont présentes afin d'assurer la rigidité de la structure. Si le procédé que nous détaillons ici est similaire à celui développé dans les articles sus-référencés, les dimensions des structures fabriquées sont dans notre cas très différentes. En effet, nous avons pour objectif la réalisation de réseaux suspendus en or ayant une période de l'ordre de la dizaine de microns avec des fentes étroites, typiquement de l'ordre du micron. La longueur des barres qui composent le réseau doit être supérieure au millimètre, vu l'application que nous comptons en faire, et nous présentons des exemples de réalisation jusqu'à 1,7 mm de long. En outre, nous fabriquons des structures sans barres transversales, ce qui rend la fabrication plus délicate. L'épaisseur des réseaux est supérieure au micron. Le procédé de fabrication que nous allons décrire est résumé sur le schéma 2.1.

2.1.1 Etapes A à D : dépôt de la membrane et gestion des contraintes

Figure 2.1(A,B). Le procédé se fait sur un substrat en silicium orienté 100 (nous verrons plus tard l'importance de l'orientation), d'une épaisseur de 300 μm . La surface du substrat doit être aussi plane que possible afin de permettre un bon contrôle des contraintes dans la membrane qui sera déposée. Sur ce substrat, on dépose une couche de diélectrique dont le rôle est d'assurer la rigidité de la structure finale. Ce diélectrique doit avoir une bonne tenue mécanique, ce qui se traduit par un module d'Young élevé. Compte tenu de l'épaisseur de la couche à déposer (d'un demi micron à quelques microns), la technique de dépôt chimique en phase gazeuse assisté par plasma (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition - PECVD) est retenue. Parmi les diélectriques qu'on peut déposer par cette technique, on retiendra particulièrement le nitrure de silicium (Si_3N_4) ou la carbure de silicium (SiC). En effet, leurs modules d'Young étant élevés, ils sont donc des candidats idéaux pour constituer la membrane. La module d'Young d'un matériau dépend évidemment de la technique de dépôt employée. Pour cette raison, on ne donnera que des ordres de grandeur. L'ouvrage *The MEMS Handbook* [87] référence, au chapitre 3, des dépôts de

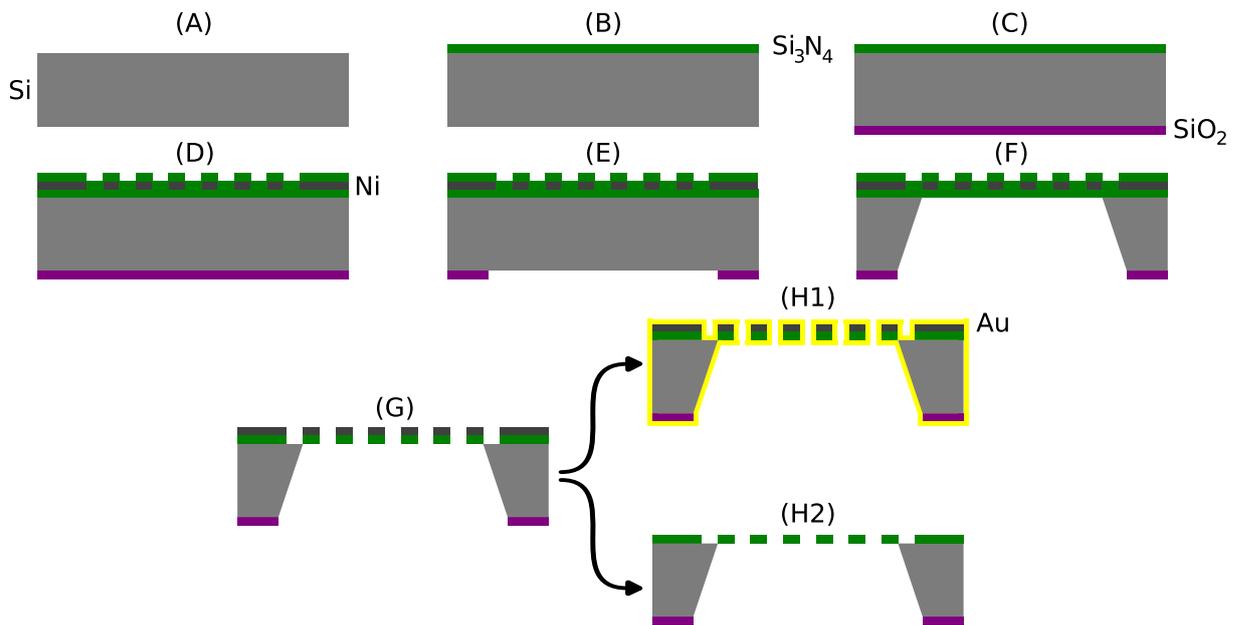
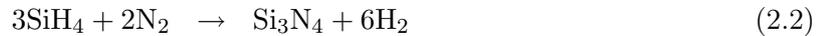
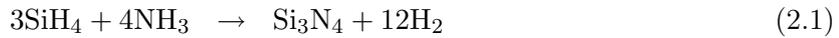


FIG. 2.1 – (A) : le procédé se fait sur un substrat en silicium orienté 100, d'une épaisseur de $300\ \mu\text{m}$. (B) et (C) : des couches de Si_3N_4 et de SiO_2 sont déposées de part et d'autre du substrat. Le Si_3N_4 formera la structure rigide du réseau. (D) : un masque de gravure en nickel est déposé en face avant, recouvert d'une couche protectrice de Si_3N_4 . (E) : le SiO_2 est gravé sur une surface liée à la surface désirée pour la structure suspendue. (F) : gravure chimique du substrat de silicium par TMAH chaud. (G) : le membrane est structurée par gravure plasma. (H1) : le réseau est enrobé d'or. (H2) : retrait du masque de nickel par séchage super-critique au CO_2 .

Si_3N_4 ayant un module d'Young de l'ordre 250 GPa, tandis que le SiC, plus dur, se situera vers 350 GPa. Notons bien que l'or, quant à lui, est bien plus mou avec un module d'Young de l'ordre de 70 GPa. Dans notre procédé, nous avons choisi d'utiliser le Si_3N_4 mais nous avons également fait quelques essais en SiC. Nous verrons plus tard quelles modifications cela apporte au procédé détaillé sur la figure 2.1.

Comme son nom l'indique, le dépôt par PECVD est à la base un dépôt dû à une réaction chimique entre les espèces introduites dans le réacteur. Dans le cas d'un dépôt par CVD, le bâti est chauffé à des températures de plusieurs centaines de degrés (600°C ou plus) et c'est cette énergie thermique qui amorce la réaction chimique. Il existe plusieurs réactifs permettant le dépôt de Si_3N_4 et dans notre cas, on utilise le silane (SiH_4), l'ammoniac (NH_3) et le diazote (N_2). Les réactions mises en jeu sont alors :



Dans le cas d'un dépôt assisté par plasma, on utilise un plasma d'hélium (He) pour amorcer les réactions chimiques. On peut ainsi travailler à plus basse température et dans notre cas, on descend l'échantillon à 280°C. La réduction de la température de l'échantillon pendant le dépôt permet de réduire les contraintes générées au cours du refroidissement par la différence des coefficients de dilatation. Un dépôt par PECVD ne permet pas de contrôler la stoechiométrie du matériau. De ce fait, on doit plutôt parler d'une couche de SiN_x . De plus, des atomes d'hydrogène sont présents dans la couche déposée et c'est pour éviter d'en avoir un trop grand nombre qu'on va également utiliser du diazote comme réactif. La composition du plasma créé pour le dépôt est donnée dans le tableau 2.1. Puisque nous ne connaissons pas la composition exacte du matériau déposé, on ne peut pas anticiper avec précision ses propriétés optiques et mécaniques. Celles-ci sont variables en fonction de la technique de dépôt utilisée et sont propres à chaque bâti.

Gaz Pression = 1200mT	Débit (sccm : Standard Cubic Centimeters per Minute)
N_2	200
He	100
NH_3	5
SiH_4	25

TAB. 2.1 – Débit des gaz qui composent le plasma pour le dépôt de nitrure de silicium (Si_3N_4). Le silane (SiH_4) fournit le silicium, tandis que l'ammoniac (NH_3) et le diazote (N_2) fournissent l'azote. L'hélium He sert à amorcer la réaction chimique de dépôt.

Le dépôt PECVD de SiC, quant à lui, utilise un mélange de silane (SiH_4), de méthane (CH_4) et d'hélium. Il se fait par la réaction :



Nous le verrons par la suite, nous cherchons à avoir une membrane *tendue* comme une peau de tambour. Il est donc important de prendre en considération la question des contraintes mécaniques dans la couche diélectrique. La présence de ces contraintes est inhérente au dépôt. La

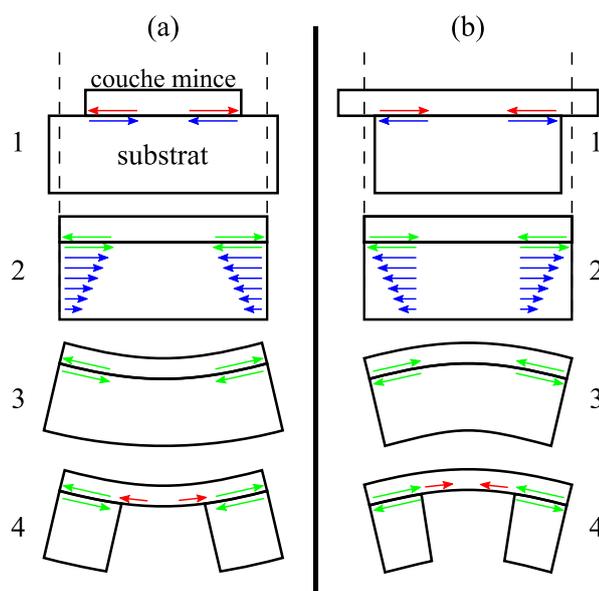


FIG. 2.2 – Origines mécaniques des contraintes dans une couche mince de diélectrique. (a) : mécanisme des contraintes en tension. (b) : mécanisme des contraintes en compression. (1) : le dépôt de couche mince aura tendance soit à compresser, soit à étirer le substrat, jusqu'à ce que les forces s'équilibrent au niveau de l'interface. (2) : un moment des forces se crée (en bleu). (3) : le système se déforme, le moment des forces s'équilibre. (4) : en ouvrant le substrat, on modifie l'équilibre et il en résulte un changement de la courbure moyenne. Selon le cas, cela va avoir tendance, en (a), à étirer la membrane —éventuellement jusqu'à la rupture— et, en (b), à la compresser, ce qui va la «friper».

nature du matériau et la technique avec laquelle il est déposé, la nature du substrat, la vitesse et la température du dépôt sont autant de paramètres qui vont influencer les contraintes dans la couche mince et vont donner lieu à une déformation de l'échantillon lors de son refroidissement. Pour comprendre ces déformations, nous allons décomposer les forces mises en jeu en plusieurs étapes. Sur les schémas de la figure 2.2, on donne en (a) une représentation des contraintes en *tension* et en (b) en *compression*. Les états 1 et 2 sont des états hypothétiques hors équilibre mécanique. En (a1), on prend le cas de figure où la couche mince déposée a tendance à se contracter par rapport au substrat. Pourtant, leur largeur doit être similaire : le substrat va donc exercer une force sur la couche mince qui va étirer celle-ci (flèches rouges) tandis qu'il va, quant à lui, se rétrécir (flèches bleues). En (a2), ces forces se sont équilibrées et sont alors représentées en vert. Bien qu'au niveau de l'interface substrat/couche mince les forces se compensent, l'équilibre mécanique n'est pas atteint. En effet, si on considère par exemple le système *substrat*, des forces en compression sont appliquées sur une face par la couche mince, tandis qu'il n'y a aucune force appliquée sur la face libre. Il se crée un gradient de forces d'une face à l'autre (flèches bleues), et en conséquence un *moment* dans le substrat. De façon similaire, il se crée un *moment* dans la couche mince (non représenté, pour raison de lisibilité). En considérant le système *substrat+couche mince*, on n'est à l'équilibre que lorsque la somme des moments est nulle. En (3), le système va donc se courber dans un sens. Le même raisonnement peut-être tenu à partir de (b1), pour une couche mince plus large que le substrat. Cette fois-ci, le système se courbe dans l'autre sens. Le système est alors à l'équilibre mécanique. Les forces internes se compensent. Au moment de l'ouverture de la fenêtre dans le substrat l'équilibre entre couche mince et substrat

est modifié. Il en résulte un changement de la courbure moyenne du substrat qui génère (au moins pour partie) la tension (a4) ou le fripement (b4) de la membrane, comme par exemple sur la figure 2.5(a).

Puisque nous chercherons par la suite à structurer la membrane pour former un réseau, on comprend qu'une membrane fripée ne pourrait pas convenir. Aussi, nous allons chercher à obtenir une membrane avec des contraintes en tension. Pour mesurer les contraintes dans la couche mince, nous allons utiliser un profilomètre. Dans le principe, il s'agit de mesurer la courbure du substrat avant et après le dépôt de la couche mince. La différence de profil nous permet alors de déterminer les contraintes. Concrètement, nous procédons aux mesures de profils sur des substrats d'un diamètre de 2 pouces, selon deux axes orthogonaux. Cette technique de mesure ne nous permet pas de connaître les valeurs des contraintes en tout point du substrat, c'est la raison pour laquelle il est important de travailler sur un substrat aussi plan que possible.

Le procédé utilisé pour déposer le Si_3N_4 donne lieu à des contraintes, pour une épaisseur de 1 μm , de l'ordre de 80 MPa en compression. Comme nous l'avons vu, des contraintes en compression donnent lieu à des membranes fripées. Pour obtenir des contraintes en tension, on va procéder à un recuit de l'échantillon. La différence des coefficients de dilatation thermique entre les matériaux va modifier les contraintes. En effet, ce coefficient est défini comme le rapport entre la variation relative de la longueur d'un matériau en fonction de la variation de la température :

$$\alpha = \frac{1}{L_0} \frac{\partial L}{\partial T} \quad (2.5)$$

L_0 représente la longueur initiale, ∂L la variation de longueur et ∂T la variation de température. Lorsqu'on augmente la température, le volume des matériaux va avoir tendance à augmenter. Si la longueur du substrat augmente d'avantage que celle de la couche mince (c'est-à-dire si $\alpha_{\text{substrat}} > \alpha_{\text{couche mince}}$), des contraintes en tension apparaissent. Le dépôt de Si_3N_4 par PECVD se fait à 280°C. De retour à température ambiante, les contraintes en compression qui apparaissent montrent que $\alpha_{\text{Si}} > \alpha_{\text{Si}_3\text{N}_4}$ (typiquement, $\alpha_{\text{Si}} \simeq 2,6 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$ et $\alpha_{\text{Si}_3\text{N}_4} \simeq 2,4 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$ [88]). En conséquence, un recuit à 400°C pendant 1 heure donnera lieu à des contraintes en tension. En sortant l'échantillon du four, on retourne à température ambiante, ce qui devrait donner un retour à des contraintes en compression. En fait sous les actions combinées de la pression et de la température pendant ce recuit de longue durée (1h) les atomes se réorganisent (changement de stœchiométrie, exodiffusion de l'hydrogène) afin de réduire la contrainte stockée. Le matériau ayant été modifié, il présente à température ambiante une contrainte en tension, typiquement de l'ordre de 50 MPa.

Figure 2.1(C). Sur la face arrière du substrat, on dépose une couche de 500 nm de silice (SiO_2) par PECVD, qui servira par la suite de masque pour la gravure chimique du substrat de silicium (étape F). La composition du plasma est donnée dans le tableau 2.2. L'épaisseur du dépôt doit être suffisamment importante pour assurer l'efficacité du masque. A noter qu'une oxydation thermique du substrat est également envisageable et la silice thermique constitue un meilleur masque de gravure. Cependant, une oxydation thermique du substrat empêche l'utilisation du Si_3N_4 du fait d'une étape incompatible. Nous avons donc retenu la solution du dépôt de silice par PECVD.

Figure 2.1(D). Le motif du réseau est défini sur la face avant, par lithographie UV ou électronique. Le choix entre ces deux techniques de lithographie dépend des dimensions du motif à insoler. Pour des fentes supérieures au micron, on pourra faire une insolation UV d'une résine de type AZ5214. Pour des fentes plus fines, nous préférons l'insolation électronique d'une résine de type PMMA. Un masque de nickel d'une épaisseur de 100 nm ou 200 nm est ensuite déposé. En retirant la résine superflue à l'aide d'un solvant, le nickel restant sur le diélectrique servira

Gaz Pression = 500mT	Débit (sccm : Standard Cubic Centimeters per Minute)
N ₂ O	75
He	100
SiH ₄	25

TAB. 2.2 – Débit des gaz qui composent le plasma pour le dépôt de silice (SiO₂). Le silane (SiH₄) fournit le silicium, tandis que le protoxyde d’azote (N₂O) fournit l’oxygène. L’hélium He sert à amorcer la réaction chimique de dépôt.

par la suite de masque de gravure (étape G). Le masque de nickel est recouvert par une couche de protection en Si₃N₄ dont le rôle sera expliqué dans le paragraphe suivant (étape F).

2.1.2 Etapes E et F : gravure chimique du substrat

Figure 2.1(E). Pour graver le substrat, on fait d’abord une ouverture dans le masque de silice qui se trouve en face arrière. La taille de cette ouverture va définir la surface sur laquelle le réseau sera suspendu. Pour les premières caractérisations, nous avons fait des ouvertures carrées de 2mm×2mm. Ces ouvertures se font par lithographie UV d’une résine AZ5214, puis en utilisant une solution à base d’acide fluorhydrique (référence AF 875-125 chez Riedel-de-Haën, mélange de fluorure d’ammonium et d’acide fluorhydrique) qu’on dépose par gouttes sur les ouvertures faites dans la résine uniquement, pendant 10 minutes pour graver les 500 nm de silice. La gravure de silice doit se faire par gouttes pour éviter de détériorer le Si₃N₄ qui se trouve sur la face avant. On ne peut donc pas plonger l’échantillon entier dans la solution.

Figure 2.1(F). L’échantillon est placé dans un bain de Tetra-Methyl Ammonium Hydroxide (TMAH) chauffé à 80°C. Le substrat de silicium est gravé préférentiellement selon la direction (100), avec un angle de 54,7° comme présenté sur le dessin de la figure 2.3. Notons que cet angle implique que l’ouverture en face arrière doit être suffisamment grande pour que la gravure se fasse sur toute l’épaisseur de silicium. De fait, la présence de petits défauts (ouvertures) à l’interface entre le masque en silice et le silicium ne donnera pas lieu à une gravure du substrat sur toute son épaisseur, sauf si la densité des défauts est trop importante, auquel cas les amorces de gravures peuvent se rejoindre. C’est pour limiter le nombre d’ouvertures microscopiques dans le masque qu’on doit en déposer une épaisseur suffisante. Sur la face arrière, l’ouverture a une dimension de 2mm×2mm. Or le substrat a une épaisseur de 300 µm donc sur la face avant, la membrane est suspendue sur une surface de 1,7mm×1,7mm.

Lors de cette étape (F) de gravure au TMAH, il est important de noter le rôle de la couche de protection déposée sur le nickel, qui a été mentionnée lors de l’étape D. En effet, la présence de nickel, même en face avant, pose des problèmes d’amorce de la gravure. Les photos de la figure 2.4 montrent une tentative de gravure du silicium en face arrière avec un masque de nickel à la place de la silice. En un premier temps, une gravure sèche a été utilisée pour amorcer la gravure sur plus d’un micron de profondeur, afin de s’assurer de la suppression de l’oxyde natif. Ensuite, l’échantillon a été plongé dans un bain de TMAH pendant plusieurs heures et aucune gravure supplémentaire n’a été observée. Le nickel a donc été identifié comme un problème d’amorçage de gravure. Le même phénomène se produit lorsque le seul nickel qu’il y a sur l’échantillon est celui de la face avant. Ainsi, le nickel doit être recouvert d’une couche de protection, en l’occurrence du Si₃N₄. Nous disposons maintenant d’une membrane non structurée. Nous devons alors vérifier optiquement que la membrane n’est pas fripée et que les contraintes sont donc adaptées. Les

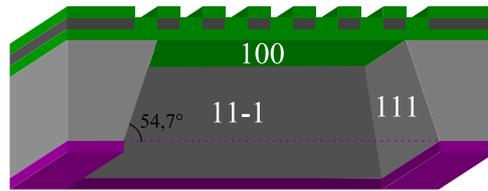


FIG. 2.3 – Gravure du silicium par TMAH selon le plan 100 (en blanc, les plans cristallins). L'angle de gravure est de $54,7^\circ$.

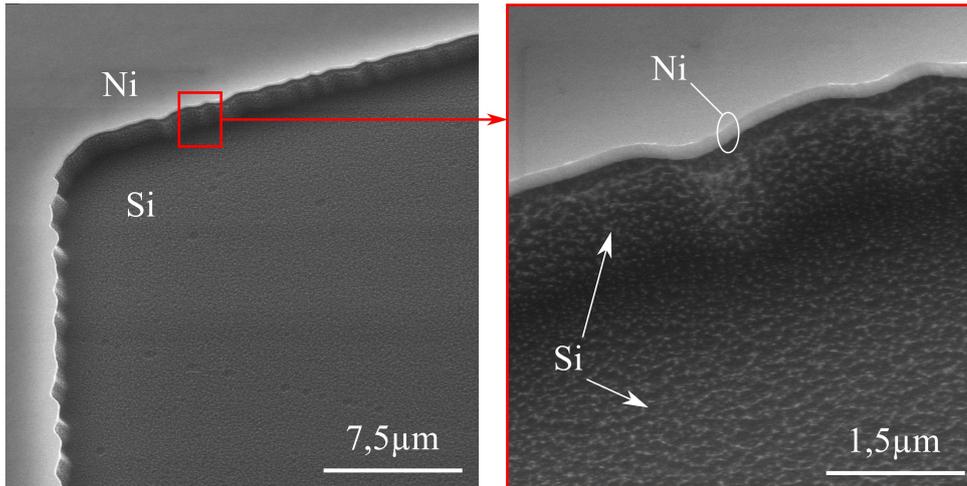


FIG. 2.4 – Tentative de gravure du Si au TMAH avec masque de nickel. Afin de vérifier l'influence du Ni dans la gravure TMAH, on dépose un masque en face arrière. On amorce la gravure du Si par gravure sèche, comme le montrent ces photos. Pourtant, la gravure du Si au TMAH ne se fait pas.

photos prises à la loupe binoculaire présentées sur la figure 2.5 présentent des membranes avec le masque de nickel. En (a), une observation en réflexion montre que la membrane est fripée. Ceci est dû aux contraintes en compression qui subsistent dans la couche de diélectrique ou à une inhomogénéité du dépôt. Nous avons vu précédemment dans le paragraphe 2.1.1 qu'en procédant à un recuit de l'échantillon, on arrive à obtenir une membrane tendue, telle qu'observée en transmission sur la figure 2.5(b).

2.1.3 Etapes G et H1 : structuration de la membrane et dépôt d'or

Figure 2.1(G). Nous procédons ensuite à une gravure sèche par plasma (Reactive Ion Etching - RIE) pour retirer la couche protectrice en Si_3N_4 et pour structurer la membrane selon le motif défini par le masque de nickel. Nous disposons alors d'un réseau suspendu en nickel/diélectrique (photo de la figure 2.6).

Figure 2.1(H1). Pour obtenir un réseau métallique, nous enrobage la structure avec de l'or. Cet enrobage est réalisé en plusieurs étapes, en faisant varier l'angle de dépôt, à adapter en fonction de la géométrie de la structure. Les dépôts sont réalisés symétriquement sur la face avant et sur la face arrière, en incidence normale et oblique, afin d'assurer la continuité de la couche métallique sur l'ensemble de la structure. L'épaisseur de la couche d'or doit être suffisamment importante pour que la lumière incidente ne pénètre pas la structure jusqu'à son cœur en diélectrique. Ainsi,

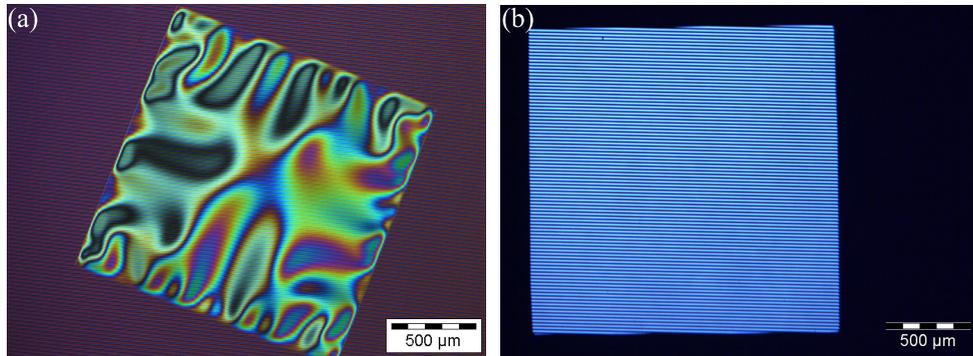


FIG. 2.5 – Membranes non structurées, avec masque de nickel. En (a), on observe en réflexion une membrane fripée à cause des contraintes en compression. Elle n'est donc pas adaptée pour la structuration. En (b), on observe en transmission une membrane dont les contraintes sont en tension. On va donc pouvoir procéder à sa gravure.

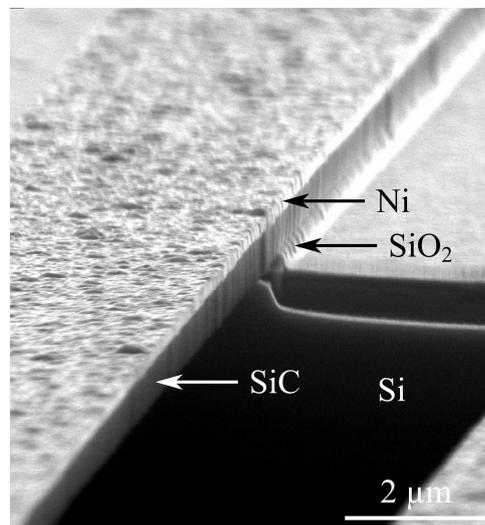


FIG. 2.6 – Photo MEB d'un réseau en SiC (période 10 μm, fente 5 μm, épaisseur 1 μm) avec son masque de nickel. En gris clair au premier plan, le masque de nickel de 200 nm d'épaisseur. En gris foncé, le diélectrique. En arrière-plan en gris clair, le substrat.

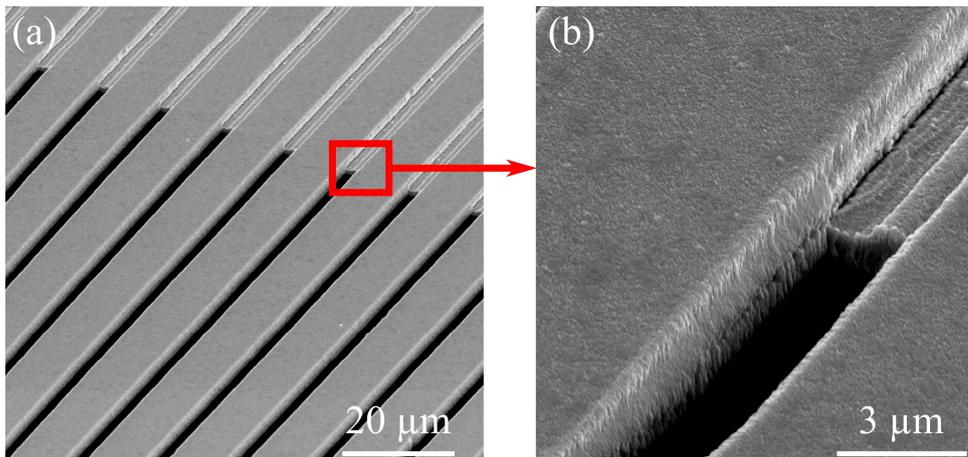


FIG. 2.7 – Photos MEB d'un réseau suspendu en diélectrique enrobé d'or. La période est de $8,65 \mu\text{m}$, la largeur des fentes $2,4 \mu\text{m}$ et l'épaisseur $2,6 \mu\text{m}$. La longueur de chaque barre est de $1,7 \text{ mm}$. Sur l'image (b), on constate que le dépôt d'or est continu même sur les faces verticales.

le comportement optique est similaire à celui d'une structure dont les barres sont composées uniquement d'or. L'épaisseur de peau de l'or dans le moyen infrarouge est typiquement de l'ordre de 25 nm . Aussi, nous procédons à un enrobage d'or d'au moins 200 nm d'épaisseur. Les photos de la figure 2.7 présente un réseau enrobé d'or, suspendu sur $1,7\text{mm} \times 1,7\text{mm}$.

Nous sommes donc parvenus à fabriquer des réseaux lamellaires suspendus en or sur une grande surface, avec une bonne homogénéité et une bonne rugosité. Le motif est bien défini : les barres sont droites, leur courbure est suffisamment faible pour nos applications optiques et le flanc des fentes est vertical. En outre, on peut observer sur les flancs verticaux la bonne continuité du dépôt d'or. La grande qualité des structures fabriquées sera également mise en évidence par ses bonnes propriétés optiques, présentées plus loin dans le paragraphe 2.2.

2.1.4 Etape H2 : réseau suspendu diélectrique

Dans les paragraphes précédents, nous avons donné le détail du procédé de fabrication que nous avons développé pour les réseaux métalliques suspendus sur de grandes surfaces, de $1,7\text{mm} \times 1,7\text{mm}$. Jusqu'à maintenant, le Si_3N_4 avait uniquement un rôle mécanique puisqu'il servait à assurer la rigidité de la structure. Cependant, il s'avère qu'un réseau suspendu purement diélectrique peut également montrer des phénomènes de résonances optiques importantes. Dans les références [68, 67, 89], les auteurs étudient la réflexion de réseaux en diélectrique composés de cylindres de petit diamètre. Les spectres de ce genre de structure peuvent montrer une *réflexion optique extraordinaire* [67] très sélective en longueur d'onde. La référence [68] présente l'étude de réseaux de cylindres en SiC ayant une période comprise entre $4,5 \mu\text{m}$ et $11 \mu\text{m}$, pour des cylindres d'un diamètre compris entre 400 nm et $1 \mu\text{m}$. Ce genre de structures peut présenter des pics de réflexion totale. Ainsi, les réseaux suspendus en diélectrique représentent pour nous un grand intérêt puisqu'ils peuvent être utilisés comme des filtres (coupe-bande, si on observe la transmission).

Le procédé que nous avons développé pour fabriquer des réseaux métalliques suspendus peut également permettre d'obtenir des réseaux purement diélectriques et nous allons présenter les étapes supplémentaires pour fabriquer un réseau en Si_3N_4 ou en SiC. Pour le SiC, le procédé de fabrication diffère dès le départ puisqu'il faut avant tout réaliser une oxydation thermique



FIG. 2.8 – Le procédé décrit figure 2.1 peut se faire avec une membrane en SiC. Cela nécessite une modification des étapes de fabrication. (D') : on fait au préalable une oxydation thermique du substrat. Deux couches de SiO_2 thermique apparaissent sur les deux faces du substrat. Sur la face avant, on dépose le SiC, puis le masque de nickel et le Si_3N_4 de protection. (F') : ouverture d'une lucarne en face arrière par gouttes d'AF puis gravure chimique du substrat de silicium par TMAH chaud. (F'') : un bain dans de l'AF permet de retirer le SiO_2 thermique. L'AF attaque également le Si_3N_4 .

du substrat afin d'améliorer l'accroche du SiC. De fait, le dépôt de silice de la figure 2.1(C) n'est plus nécessaire mais une étape supplémentaire de gravure chimique à l'aide d'une solution d'attaque à base d'acide fluorhydrique (paragraphe 2.1.2) est requise pour retirer la couche de silice thermique entre le SiC et le substrat (figure 2.8). Pour ajuster les contraintes, les paramètres du recuit sont à modifier et l'échantillon est chauffé à 450°C pendant 4 heures, pour obtenir des contraintes de l'ordre de $+150\text{MPa}$.

Finalement, quel que soit le diélectrique dont on se sert, l'étape entre G et H1 est critique dans la fabrication de réseaux suspendus en diélectrique. En effet dans cette étape, on retire le masque de nickel en immergeant l'échantillon dans un bain d'acide nitrique (HNO_3) chaud, typiquement concentré à 25 % et chauffé à 40°C pour retirer 100 nm de nickel en 10 mn. Dans le paragraphe suivant, nous allons voir les risques auxquels sont exposés les réseaux suspendus lorsqu'ils sont immergés en solution.

Tensions de surface et séchage super-critique

Une attention particulière est à apporter lorsqu'on retire l'échantillon de la solution. En effet, les tensions de surface du liquide peuvent, en fonction de la structure, donner lieu à un collage irréversible des poutrelles qui composent le réseau. Le processus mécanique mis en jeu dans ce collage est décrit dans la référence [90] et fait intervenir les tensions de surface du liquide qui, en séchant, va rapprocher les poutrelles les unes des autres jusqu'au collage (figure 2.9). Cet article met en évidence une longueur limite des poutrelles — L_{max} —, en dessous de laquelle il n'y a pas de collage. Cette longueur limite dépend du liquide immergeant (de tension de surface γ), du matériau (de module d'Young E), de la géométrie du réseau (de période d et de facteur d'ouverture $f = \frac{w}{d}$). Son expression analytique est donnée par la relation :

$$L_{max} = \left[\frac{d^5 E}{\gamma} (f^2 (1 - f)^3) \right]^{1/4} \quad (2.6)$$

Dans le but d'éviter le collage, pour une géométrie de réseau donnée on va maximiser L_{max} en utilisant un liquide avec des tensions de surface faibles. Par exemple, après avoir dilué la solution d'attaque d' HNO_3 avec de l'eau ($\gamma_{\text{H}_2\text{O}} = 7,3 \cdot 10^{-2} \text{N/m}$), on la remplacera progressivement par de l'acétone ($\gamma_{\text{actone}} = 2,4 \cdot 10^{-2} \text{N/m}$). Bien entendu lors de cet échange, l'échantillon ne doit jamais quitter la phase liquide. Afin de mettre en évidence ce phénomène de collage, nous avons réalisé plusieurs structures. Sur la figure 2.10, nous présentons deux photos MEB de deux réseaux en carbure de silicium, séchés à l'acétone. L'épaisseur des réseaux est de $1 \mu\text{m}$. En (a), la période est de $20 \mu\text{m}$ et en (b), elle est de $10 \mu\text{m}$. Pour les deux échantillons, on a $f = 0,5$. En calculant

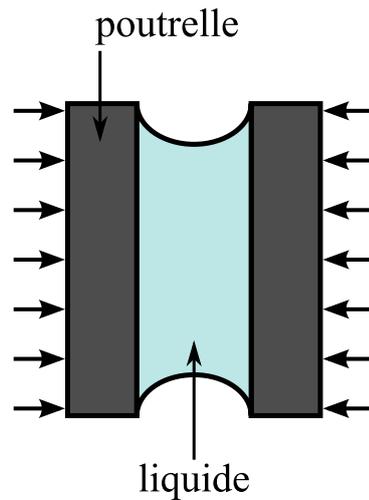


FIG. 2.9 – Vue de dessus de deux poutrelles avec du liquide entre elles. Les tensions de surface du liquide vont, en séchant, créer des forces faisant se rapprocher les poutrelles les unes des autres (flèches noires horizontales), jusqu'au collage irréversible.

les L_{max} et en prenant $E_{SiC} = 350\text{GPa}$, on obtient pour (a) : $L_{max} \simeq 1100 \mu\text{m}$ et pour (b) : $L_{max} \simeq 460 \mu\text{m}$. Nos poutrelles faisant $1,7 \text{ mm}$ de long, on se trouve donc dans les deux cas au-delà de la longueur limite. Les photos de la figure 2.10 montrent effectivement des poutrelles qui se collent, surtout pour l'échantillon représenté en (b). L'exemple que nous venons de donner concerne des réseaux en SiC, mais la longueur des poutrelles est d'autant plus critique pour le Si_3N_4 , que son module d'Young est plus faible ($E_{\text{Si}_3\text{N}_4} = 250\text{GPa}$).

Pour éviter ce problème de collage, nous avons fait appel à une technique de séchage basée sur l'état super-critique du dioxyde de carbone (CO_2) en utilisant un appareil du commerce, un Baltec CPD 030. En un premier temps, il s'agit d'immerger l'échantillon dans du CO_2 liquide. Pour ce faire on place l'échantillon, immergé dans de l'acétone, dans une chambre d'échange. L'acétone est alors remplacée progressivement par du CO_2 liquide. Le processus de séchage super-critique, schématisé sur la figure 2.11, peut alors démarrer. Figure 2.11-A \rightarrow B : la température est augmentée jusqu'à atteindre l'état super-critique du CO_2 , à une température de 40°C et une pression de 80 bars. Figure 2.11-B \rightarrow C : on baisse la pression jusqu'à faire passer le CO_2 en phase gazeuse. La mise à l'air peut alors se faire en purgeant la chambre (figure 2.11-C \rightarrow D). Ce type de séchage, en contournant le point critique du CO_2 , permet une transition continue entre les phases liquide et gazeuse.

Par cette technique, nous avons séché des réseaux en SiC et en Si_3N_4 . Sur la figure 2.12, on montre deux exemples : en (a) on présente une photo MEB d'un réseau en SiC de même géométrie que celle du réseau figure 2.10(b) et on observe qu'il n'y a pas de collage. Sur la figure 2.12(b), on présente une structure en Si_3N_4 avec des poutrelles plus fines, de $1 \mu\text{m}$ de large. La période vaut $d = 7,6 \mu\text{m}$, ce qui donne $f=0,87$ et $L_{max} \simeq 145 \mu\text{m}$. Comme les poutrelles ont là aussi une longueur de $1,7 \mu\text{m}$, la technique de séchage supercritique est nécessaire pour éviter le collage.

Le procédé que nous avons présenté tout au long des derniers paragraphes nous a permis de fabriquer des réseaux en diélectrique ou en or sur une surface de $1,7 \text{ mm} \times 1,7 \text{ mm}$. Grâce à la grande surface des structures, nous avons pu les caractériser en transmission à l'aide du banc de

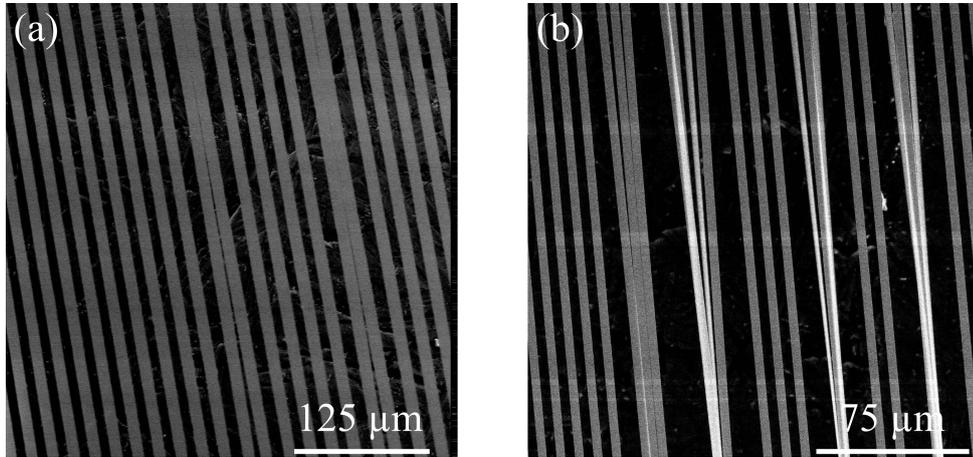


FIG. 2.10 – Photos prises au MEB de réseaux suspendus en SiC d'épaisseur $1 \mu\text{m}$. On constate que le séchage à l'air de la structure peut induire un collage des poutrelles. (a) : période $d = 20 \mu\text{m}$, largeur d'un barreau $a = 10 \mu\text{m}$. (b) : période $d = 10 \mu\text{m}$, largeur d'un barreau $d = 5 \mu\text{m}$.

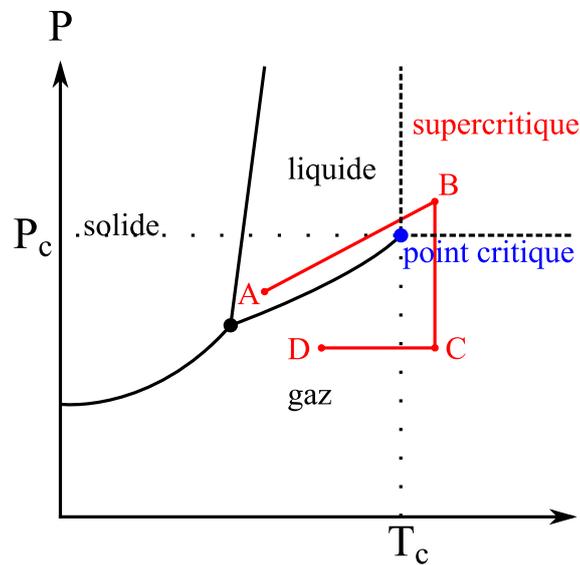


FIG. 2.11 – Diagramme de phase du CO_2 . Le séchage supercritique consiste à passer de la phase liquide à la phase gazeuse en contournant le point critique, c'est-à-dire en suivant le trajet $A \rightarrow B \rightarrow C \rightarrow D$. On s'affranchit des effets indésirables (tension de surface) dus à la transition brutale liquide/gaz en contournant le point critique. Pour le CO_2 , on a $P_c = 7,4 \text{MPa}$, $T_c = 31,1^\circ\text{C}$.

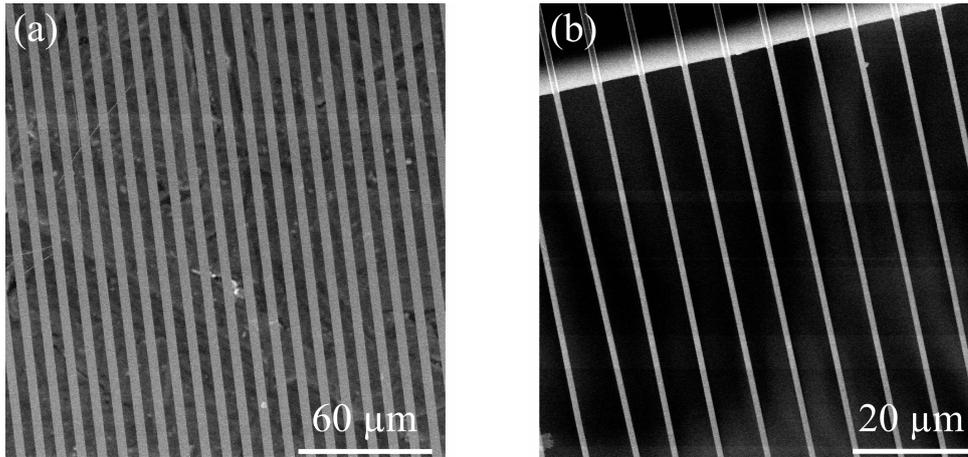


FIG. 2.12 – Photos MEB de réseaux suspendus en SiC (a) et en Si₃N₄ (b) d’une épaisseur de 1 μm obtenus par séchage super-critique. (a) : période $d = 10 \mu\text{m}$, largeur des poutrelles $a = 5 \mu\text{m}$. (b) : période $d = 7,6 \mu\text{m}$, largeur des poutrelles $a = 1 \mu\text{m}$.

mesure présenté dans la première partie au paragraphe 2. Dans les paragraphes qui suivent, nous présentons les mesures de transmission de réseaux en or, en faisant varier l’angle d’incidence.

2.2 Mesures de résonances de Fano à transmission maximale élevée

Nous venons de détailler le procédé de fabrication permettant d’obtenir des réseaux métalliques suspendus. Dans les paragraphes qui suivent, nous présentons leur caractérisation en transmission optique. Nous observons des résonances dites *de Fano*, dont les caractéristiques vont être modifiées en fonction de la géométrie de la structure et de l’angle d’incidence. En un premier temps, nous étudions quatre structures de géométries différentes avant de concentrer notre intérêt sur l’une d’entre elles pour en faire une caractérisation en angle.

2.2.1 Influence de la géométrie sur la position de la résonance

Dans ce paragraphe, nous allons illustrer l’influence de la structuration latérale (période et largeur de fente) sur la position de la résonance. Pour ce faire, nous présentons des spectres en transmission TM, sous incidence normale, de deux structures aux géométries différentes, reportées dans le tableau 2.3. Les réseaux enrobés d’or sont numérotés G₁, G₂ et ont une épaisseur constante de 2,6 μm. On présente sur la figure 2.13 les mesures de transmission de ces deux réseaux, en polarisation TM et sous incidence normale. Seul l’ordre 0 transmis est mesuré et pour des longueurs d’onde supérieures à la période du réseau, c’est le seul ordre transmis qui est propagatif. On observe des minima de transmission pour une longueur d’onde voisine de la période des réseaux, frontière de l’apparition d’un nouvel ordre diffracté propagatif. Pour des longueurs d’onde plus élevées, on observe des maxima de transmission élevés, pouvant atteindre près de 90%. Ces excellentes transmissions témoignent de la bonne qualité (uniformité à l’échelle de la longueur d’onde, rugosité) des structures fabriquées. En pointillés sur cette même figure, les calculs montrent une très bonne concordance avec les mesures.

Nous venons de présenter ici deux filtres passe-bande à réseaux, sur la bande 8-12 μm. Les

Réseau G_i	Période d_i (μm)	Fente w_i (μm)
G_1	9,65	2,7
G_2	10,75	2,8

TAB. 2.3 – Géométrie de deux réseaux suspendus enrobés d’or. Ces réseaux sont fabriqués sur le même échantillon ; leur épaisseur est identique et vaut $2,6 \mu\text{m}$.

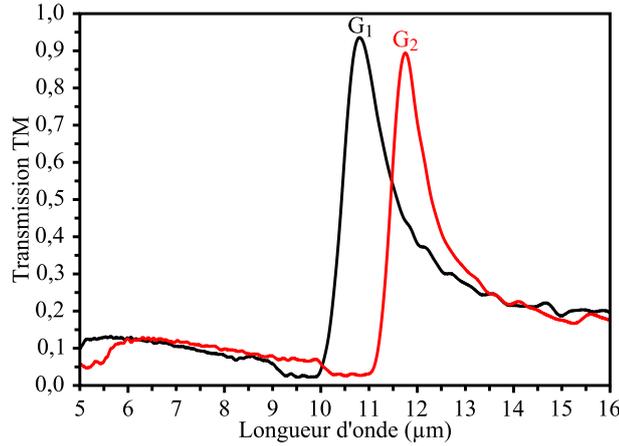


FIG. 2.13 – Mesure sous incidence normale de deux réseaux suspendus en or, dont la géométrie est rappelée dans le tableau 2.3. Nous ne faisons varier ici que la période et la largeur des fentes. On observe des forts pics de transmission pouvant atteindre près de 90%, dont la position spectrale varie en fonction de la géométrie du réseau, plus particulièrement de la période.

paramètres géométriques du réseau, notamment la période, permettent d’ajuster la position et la largeur du pic de transmission. Dans le paragraphe suivant, nous faisons une étude plus approfondie du réseau G_1 et mesurons des spectres en transmission en faisant varier l’angle d’incidence (mesures de dispersion). Nous étudierons en particulier l’influence des pertes non radiatives (absorption, diffusion liée à la rugosité) sur le maximum de transmission, et montrerons pourquoi il est possible d’atteindre une transmission optique proche de 90%.

2.2.2 Caractérisation en angle : modification des résonances

Nous allons étudier plus en détails les phénomènes de résonance en faisant une caractérisation en angle du réseau G_1 . Il s’agit de faire varier l’angle d’incidence de 0° à 40° et de mesurer, pour chaque angle, un spectre en transmission. Cette caractérisation en angle est réalisée grâce au montage décrit au paragraphe 2 de la page 14. Les mesures sont représentées sur la figure 2.14. Sur la figure 2.14(a), on ajuste le contraste pour voir le diagramme de dispersion de la structure. La transmission est donnée en niveaux de gris, où le noir représente le minimum de transmission et le blanc le maximum. En abscisse, on donne le vecteur d’onde parallèle à la surface de l’onde incidente en unité $\frac{\pi}{d}$. En ordonnée, on donne le nombre d’onde.

Comme nous l’avons dit dans le chapitre d’introduction (§ 1.3, p. 67), les minima de transmission (en noir sur les diagrammes) se produisent à proximité de l’apparition/disparition d’un ordre diffracté. Sur le diagramme de dispersion, on observe des droites noires. Si on note $k_x^{(p)}$ la composante parallèle à la surface du vecteur de l’onde diffracté selon l’ordre p (indice du milieu n_3 , permittivité $\varepsilon_3 = n_3^2$), on a la relation :

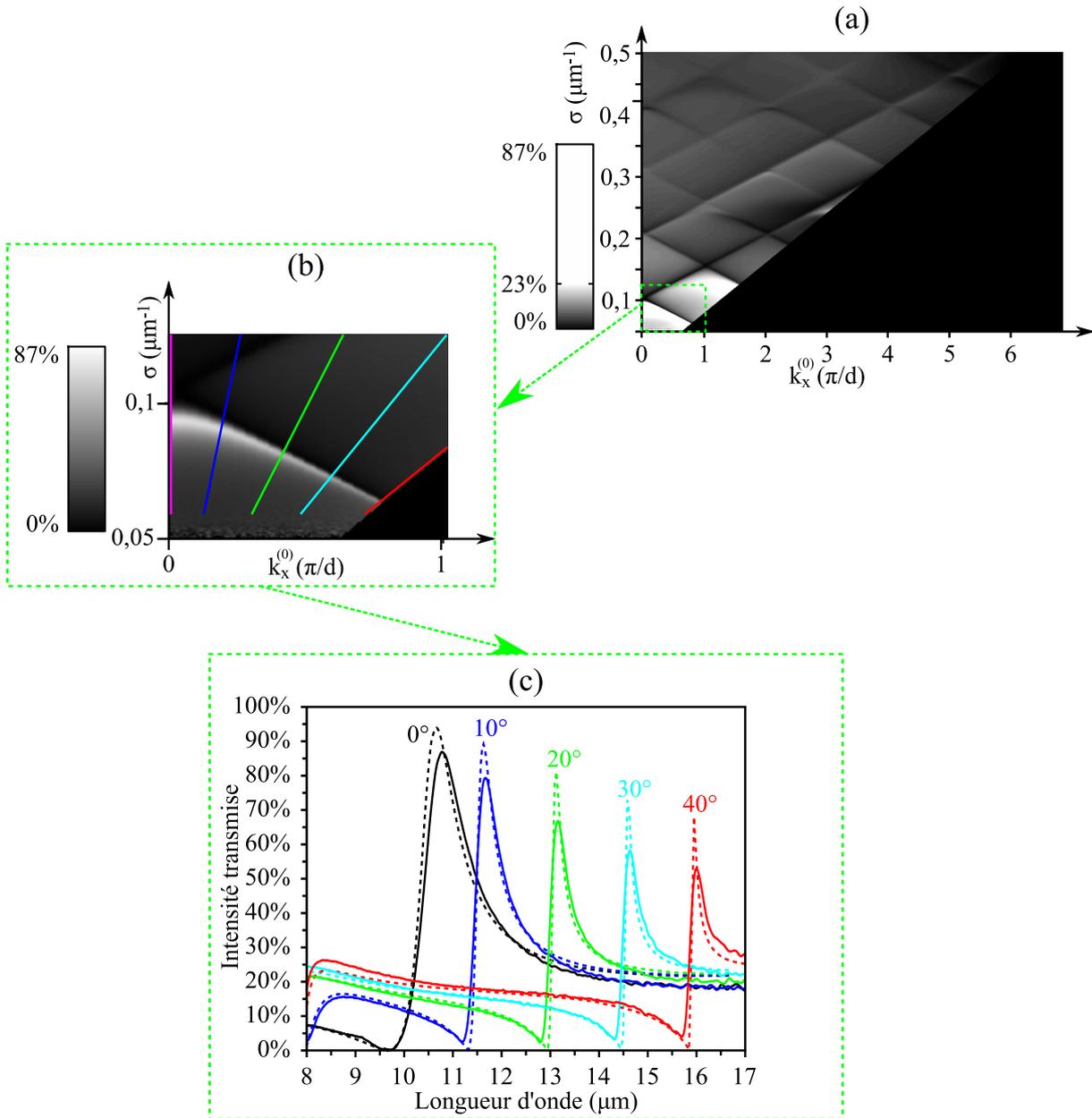


FIG. 2.14 – Diagrammes de transmission du réseau G_1 , pour des angles d'incidence de 0° à 40° . En blanc, le maximum de transmission, en noir, le minimum. En (a), on affiche les mesures en modifiant le contraste pour faire apparaître le diagramme de dispersion de la structure. En abscisse, on donne $k_x^{(0)}$, la composante parallèle à la surface du réseau du vecteur d'onde incident. En ordonnée, on donne le nombre d'onde en μm^{-1} . En (b), on affiche la zone encadrée en vert du diagramme (a) avec le niveau de gris des données brutes. On observe le maximum de transmission, en blanc. En (c), on extrait du diagramme (b) cinq spectres : sous incidence normale, puis à 10° , 20° , 30° et 40° . On constate une modification de la résonance avec l'angle d'incidence : position, maximum et finesse. Ces comportements sont confirmés par les calculs faits avec la méthode modale complète, en traits pointillés.

$$k_z^{(p)} = \sqrt{\varepsilon_3 k_0^2 - \left(k_x^{(p)}\right)^2} \quad (2.7)$$

On remarque dans cette équation que l'apparition/disparition d'un ordre se produit lorsque $n_3 k_0 = \pm k_x^{(p)}$. En utilisant alors la formule des réseaux, on déduit la position des minima de transmission sur le diagramme :

$$\pm n_3 k_0 = k_x^{(0)} + p \frac{2\pi}{d} \quad (2.8)$$

$$\pm n_3 \frac{2\pi}{\lambda} = k_x^{(0)} + p \frac{2\pi}{d} \quad (2.9)$$

$$\pm \frac{1}{\lambda} = \frac{1}{n_3 2\pi} k_x^{(0)} + p \frac{1}{n_3 d} \quad (2.10)$$

avec $p \in \mathbb{Z}^*$.

L'équation (2.10) caractérise les droites sombres du diagramme de dispersion. Leur coefficient directeur est $\pm \frac{1}{n_3 2\pi}$ et l'ordonnée à l'origine (incidence normale) est $\pm p \frac{1}{n_3 d}$. L'axe $k_x^{(0)} = 0$ est donc un axe de symétrie. En outre, du fait de la périodicité de la structure, le diagramme de dispersion est périodique en translation selon le vecteur du réseau $\vec{K} = \frac{2\pi}{d} \vec{x}$ (figure 2.15). On fait apparaître, en jaune, le cône de lumière, c'est-à-dire l'ensemble des fréquences et des vecteurs d'onde des ondes planes se propageant dans le diélectrique.

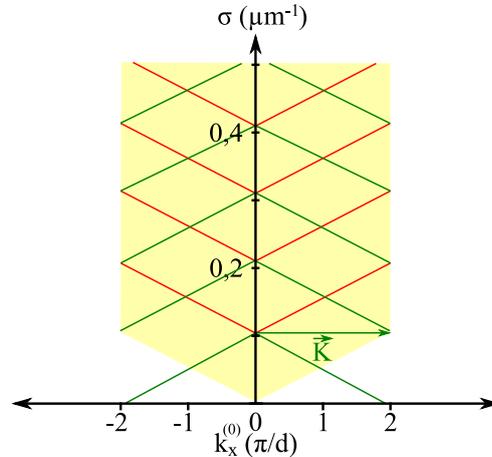


FIG. 2.15 – Construction du diagramme de dispersion correspondant aux anomalies de Rayleigh. L'axe $k_x^{(0)} = 0$ est un axe de symétrie. Les droites correspondent aux minima de transmission liés à l'apparition/disparition des ordres diffractés (on représente jusqu'à l'ordre ± 4). Du fait de la périodicité de la structure, le diagramme est périodique selon le vecteur du réseau $\vec{K} = \frac{2\pi}{d} \vec{x}$. En jaune, on fait apparaître le cône de lumière.

Dans notre étude, nous ne nous intéressons qu'à la résonance se produisant à la première anomalie de Rayleigh. La zone d'intérêt est encadrée en vert sur la figure 2.14(a) et reportée sur la figure 2.14(b), où on conserve le niveau de gris des données brutes. On observe, en blanc, le maximum de transmission qui atteint 87%. Les origines de cette transmission élevée, qui témoigne de la bonne qualité optique de nos structures, seront expliquées au paragraphe 2.2.3, p. 88.

Tout comme pour le minimum de transmission, on remarque que la position du maximum de transmission se déplace vers les grandes longueurs d'onde lorsqu'on augmente l'angle d'incidence. De plus, la bande blanche s'affine et devient grise avec l'angle d'incidence. Dans cette zone, on extrait cinq spectres : à incidence normale, 10° , 20° , 30° et 40° (traits de couleurs). Ces spectres sont tracés sur la figure 2.14(c), en trait plein. On y donne en abscisse la longueur d'onde et en ordonnée la transmission. On constate effectivement le déplacement de la position du pic, quand on modifie l'angle d'incidence. Par ailleurs, le pic s'affine (diminution de la largeur à mi-hauteur) et une diminution du maximum est observée. Les variations de la position du pic et la valeur du maximum de transmission —dont les valeurs sont données dans le tableau 2.4— sont confirmées par les calculs faits avec la méthode modale complète, en pointillés sur la figure 2.14(c). Les positions spectrales de pics montrent un très bon accord et nous expliquons au paragraphe 2.2.3, p. 88 les origines des différences liées au maximum. Concernant la largeur à mi-hauteur, les calculs montrent un affinement avec l'angle d'incidence. Les largeurs à mi-hauteur sont uniquement données ici à titre indicatif.

Angle	T_{\max} en %		λ_{\max} (μm)		$\Delta\lambda_{1/2}$ (μm)	
	Mes.	Calc.	Mes.	Calc.	Mes.	Calc.
0°	86,89	93,93	10,77	10,66	1,310	1,153
10°	79,30	89,21	11,66	11,62	0,870	0,643
20°	66,72	81,16	13,15	13,12	0,720	0,383
30°	58,14	72,88	14,62	14,57	0,754	0,310
40°	52,95	68,06	16,00	15,94	1,346	0,284

TAB. 2.4 – Caractéristiques mesurées et calculées des résonances à différents angles d'incidence. On donne la valeur du maximum (T_{\max}), sa position spectrale (λ_{\max}) et la largeur à mi-hauteur du pic ($\Delta\lambda_{1/2}$ (μm)), qui est donnée à titre indicatif.

Ces mesures nous ont permis de montrer expérimentalement la dépendance angulaire de la résonance qui apparaît dans les réseaux suspendus en or. Le déplacement de la position du pic est en accord avec la relation des réseaux et l'apparition/disparition du premier ordre diffracté. Cependant, les pics de résonances ne sont pas symétriques. La largeur à mi-hauteur mesurée directement sur les spectres ne permet donc pas de déduire le facteur de qualité de la résonance. Pour ce faire, dans le paragraphe suivant on compare les résonances mesurées avec des résonances de Fano.

2.2.3 Caractérisation expérimentale fine des résonateurs : pertes radiatives, non-radiatives et facteurs de qualité

Les résonances que nous venons d'observer ont la particularité de montrer un minimum de transmission à proximité d'un maximum de transmission. Ce type de résonance a été décrit par Fano dans la référence [91] pour expliquer le spectre de l'atome d'hélium découlant des interférences entre ses différents états électroniques lors du phénomène d'autoionisation. Dans les systèmes optiques tels que ceux que nous étudions, les résonances de Fano apparaissent comme étant issues des interférences entre deux chemins de transmission de l'onde incidente à travers la structure. Dans les références [73, 92, 93, 94, 95], on parle d'un canal de transmission *direct* et d'un canal de transmission *résonant*. Les interférences entre ces deux canaux peuvent donner lieu à des maxima et à des minima de transmission, en fonction de leurs déphasages relatifs qui vont donner lieu à des interférences constructives ou destructives. Dans le cas des réseaux métalliques,

le canal de transmission direct est constitué du couplage direct de l'onde incidente avec les fentes (voir figure 2.16(a)). Le canal résonant schématisé sur la figure 2.16(b), quant à lui, se couple avec les fentes *via* les ondes de surface horizontales.

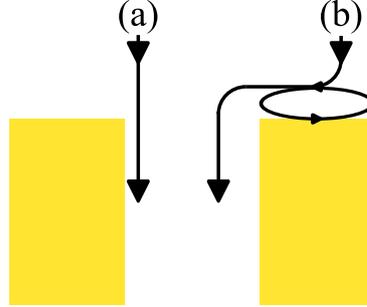


FIG. 2.16 – Principe des résonances de Fano. Deux canaux de transmission sont mis en jeu, via les chemins (a) et (b). Les interférences entre ces deux canaux de transmission peuvent être destructives ou constructives et donc donner lieu à des minima ou des maxima de transmission.

Les interférences constructives et destructives entre les deux canaux de transmission conduisent à l'existence d'un pôle et d'un zéro pour le coefficient de transmission de chaque interface [4, 96] et finalement pour la transmission totale à travers la structure :

$$T(\omega) = \beta \left| \frac{\omega - \omega_0}{\omega - \omega_p} \right|^2 \quad (2.11)$$

où le coefficient β est un coefficient multiplicateur, et ω_0 et ω_p sont des fréquences temporelles, respectivement zéro et pôle complexes de la fonction $T(\omega)$.

On va chercher à superposer les résonances obtenues expérimentalement (figure 2.14(c)) avec l'expression donnée par l'équation (2.11). Pour ce faire, on ajuste les différents paramètres : l'amplitude β , le zéro complexe ω_0 et le pôle complexe ω_p , qu'on exprime également en longueur d'onde $\lambda_0 = \frac{2\pi c}{\omega_0}$ et $\lambda_p = \frac{2\pi c}{\omega_p}$, avec c la vitesse de la lumière dans le vide. La figure 2.17 présente une comparaison entre les résonances mesurées pour différents angles d'incidence (traits pleins) et des résonances de Fano (en pointillés) dont les paramètres, reportés dans le tableau 2.5, ont été ajustés.

Angle	λ_0 (μm)	λ_p (μm)	ω_0 (ps^{-1})	ω_p (ps^{-1})
0°	9.66	10,59 + 0,417i	195,1	177,7 - 6.9998i
10°	11,23 + 0,15i	11,57 + 0,199i	167,8 - 2,242i	162,9 - 2,801i
20°	12,82 + 0,11i	13,06 + 0,156i	147,0 - 1,261i	144,3 - 1,724i
30°	14,35 + 0,112i	14,545 + 0,144i	131,3 - 1,025i	129,6 - 1,283i
40°	15,74 + 0,113i	15,91 + 0,141i	119,7 - 0,859i	118,5 - 1,050i

TAB. 2.5 – Paramètres du modèle de Fano issus de la meilleure adéquation aux mesures. Ces valeurs sont à reporter dans l'équation 2.11 pour obtenir les courbes calculées sur la figure 2.17

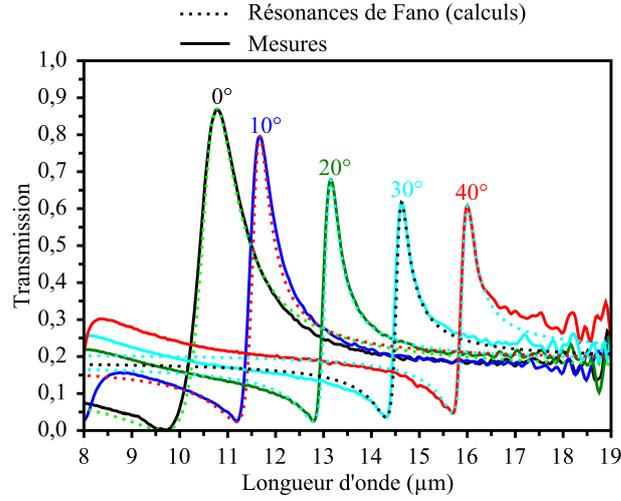


FIG. 2.17 – Comparaison des mesures avec une résonance de Fano. On présente cinq spectres du réseau G_2 mesurés sous différents angles d'incidence. La mesure (traits pleins) est comparée à une fonction de Fano, telle qu'exprimée par l'équation (2.11). Ceci nous permet de déterminer expérimentalement le zéro et le pôle de la résonance.

On observe un excellent accord entre les mesures et le modèle de résonance de Fano donné par l'équation (2.11). Puisque nous exprimons les résonances mesurées à l'aide de la formule analytique de Fano, on peut en déduire les pôles et les zéros. Dans le paragraphe suivant, nous allons voir comment obtenir les pertes radiatives et non-radiatives du système à partir des pôles.

Facteur de qualité et pertes du résonateur

Dans les paragraphes précédents, nous avons montré expérimentalement l'apparition de pics de transmission dans des réseaux métalliques suspendus. Ces réseaux peuvent donc être vus comme des cavités résonantes qui emmagasinent de l'énergie. Chacune d'elles peut perdre son énergie sous deux formes : radiative ou non radiative. Dans notre cas, les pertes radiatives consistent en l'énergie émise dans l'ordre 0 diffracté transmis par la structure. Les pertes non radiatives peuvent avoir plusieurs origines, telles que l'absorption dans le métal (non parfait) ou encore la diffusion due à la rugosité des surfaces de la structure. La diffusion est considérée comme une perte non-radiative puisque nous ne la mesurons pas.

En tenant compte de l'oscillation du champ dans une cavité et des pertes de cette dernière, on peut exprimer la dépendance temporelle du champ électrique comme suit [97] :

$$E(t) = E_0 \exp(-i\omega_p t) \quad (2.12)$$

ω_p est la fréquence de résonance de la cavité, autrement dit le pôle de nos structures suspendues. ω_p est complexe et on pose $\omega_p = \omega' + i\gamma$ où γ représente les pertes, caractéristiques du déclin de l'énergie dans la cavité par unité de temps. On écrit alors :

$$E(t) = E_0 \exp(-\gamma t) \cdot \exp(i\omega' t) \quad (2.13)$$

$\gamma = \text{Im}(\omega_p)$ exprime donc les pertes totales de la cavité. D'après la convention choisie dans le tableau 2.5, on a $\gamma < 0$. Néanmoins dans l'équation 2.13, on écrit $\exp(-\gamma t)$ avec le signe $-$ pour

garder l'image du déclin exponentiel de l'énergie dans le cavité. En étudiant les phénomènes de résonance qui se produisent dans les réseaux, Marquier *et al.* proposent dans les références [98, 99] de séparer ces pertes en deux parties, les pertes radiatives et non-radiatives :

$$\text{Im}(\omega_p) = \gamma = \gamma_R + \gamma_{NR} \quad (2.14)$$

Dans ces références, les auteurs montrent qu'on peut exprimer le maximum de transmission de la structure comme le rapport entre les pertes radiatives et les pertes totales. La démonstration se fait en partant de l'expression de l'amplitude transmise autour de la résonance, que nous avons déjà vue à l'équation (2.11) :

$$t(\omega) = \frac{f(\omega)}{\omega - (\omega' + i(\gamma_R + \gamma_{NR}))} \quad (2.15)$$

Lorsqu'il n'y a pas de pertes par absorption ni diffusion, la structure étant supposée idéale, à la résonance l'intensité transmise est maximale et égale à 1 lorsque seul l'ordre 0 est propagatif [100]. On a alors $T_{max} = T(\omega') = |t(\omega')|^2 = 1$. Il vient :

$$\frac{|f(\omega')|^2}{\gamma_R^2} = 1 \quad (2.16)$$

$$|f(\omega')|^2 = \gamma_R^2 \quad (2.17)$$

En présence des pertes non radiatives, on suppose que la partie réelle du pôle est inchangée (ce qui a été vérifié numériquement [99]). On peut alors écrire l'intensité transmise à la résonance :

$$T_{max} = |t(\omega')|^2 \quad (2.18)$$

$$T_{max} = \frac{|f(\omega')|^2}{(\gamma_R + \gamma_{NR})^2} \quad (2.19)$$

$$T_{max} = \frac{\gamma_R^2}{(\gamma_R + \gamma_{NR})^2} \quad (2.20)$$

Grâce à la connaissance de $\text{Im}(\omega_p)$ et de T_{max} , on peut alors déterminer γ_R et γ_{NR} à l'aide des relations (2.14) et (2.20) :

$$\gamma_R = \text{Im}(\omega_p) \sqrt{T_{max}} \quad (2.21)$$

$$\gamma_{NR} = \text{Im}(\omega_p) \left(1 - \sqrt{T_{max}}\right) \quad (2.22)$$

Dans le paragraphe 2.2.3 nous avons déterminé expérimentalement les valeurs de $\text{Im}(\omega_p)$ et de T_{max} en ajustant les paramètres d'une résonance de type Fano. Ces valeurs sont reportées dans les tableaux 2.4 et 2.5. Nous pouvons donc en déduire les valeurs de γ_R et γ_{NR} , que nous présentons à la figure 2.18 respectivement en trait continu bleu et trait continu rouge. Dans l'encart, les courbes rouges sont représentées avec une autre échelle afin de mieux voir leurs variations.

En traits discontinus, on trace les pertes radiatives et non radiatives calculées. Les calculs sont faits à partir de la méthode modale complète, décrite succinctement dans la première partie au paragraphe 1.2, p.4. En un premier temps, on va chercher les *modes* du système —le résonateur—.

Trouver les *modes* revient à chercher les fréquences ω_p pour lesquelles il y a une onde d'amplitude non nulle qui sort du système, sans qu'il y ait pour autant d'onde entrante [8, 101]. En considérant la matrice $S(\omega)$ du système (voir la définition de la matrice S au paragraphe 1.5, page 12), cela revient à chercher les solutions ω_p telles que $|S(\omega_p)^{-1}| = 0$ où $|S(\omega_p)^{-1}|$ représente le déterminant de la matrice inverse de S .

Pour exprimer individuellement les pertes radiatives et non radiatives, on va étudier deux systèmes différents mais pour lesquelles les parties réelles de ω_p sont quasiment identiques. Dans le cas du premier système, on considère un réseau constitué de matériaux sans absorption (la partie imaginaire des permittivités est nulle). De fait, les pertes de ce système ne se font que sous forme radiative. On a donc $\gamma_R = \text{Im}(\omega_p)$. Dans un deuxième temps, on considère le même réseau, constitué cette fois de matériaux absorbants. Les pertes calculées se font cette fois sous forme radiative et non radiative : $\gamma = \text{Im}(\omega_p)$. Par la relation $\gamma = \gamma_R + \gamma_{NR}$, on en déduit donc γ_{NR} .

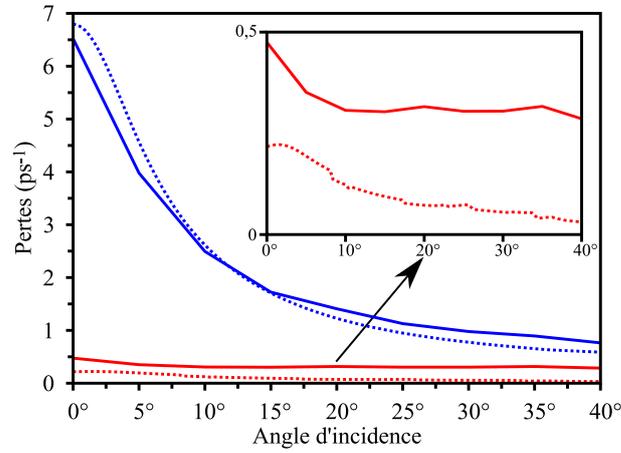


FIG. 2.18 – Pertes radiatives (en bleu) et non radiatives (en rouge) du système, en fonction de l'angle d'incidence. En traits continus, les pertes sont issues des mesures. En traits discontinus, il s'agit de calculs.

Commentons les comparaisons entre les mesures et les calculs des pertes présentées sur la figure 2.18. En un premier temps, étudions les pertes non-radiatives. Nous avons dit que dans notre système, les pertes non-radiatives pouvaient être dues à l'absorption dans le métal ou à la diffusion liée à la rugosité des dépôts. Or dans les calculs, on ne modélise pas cette rugosité : seul l'absorption est prise en compte. Si on regarde l'encart de la figure 2.18, on constate qu'à incidence normale les pertes non-radiatives sont deux fois plus importantes dans les mesures que dans les calculs. On en déduit que les pertes non-radiatives de notre système ne sont pas seulement dues à l'absorption mais également à d'autres phénomènes, comme par exemple la diffusion liée à la rugosité. Notons néanmoins qu'on ne connaît pas précisément l'indice optique du métal que nous avons déposé (pour les calculs, nous prenons les valeurs données par le modèle de Drude, avec pour paramètres $1,29 \cdot 10^{16} \text{s}^{-1}$ pour la fréquence plasma et $1,14 \cdot 10^{14}$ pour le coefficient d'absorption), ce qui va avoir une influence sur les pertes par absorption. Observons maintenant les pertes radiatives. On constate que ces pertes sont élevées par rapport aux pertes non-radiatives —surtout pour les plus faibles incidences—, ce qui traduit les valeurs importantes de la transmission et la bonne qualité de nos structures. Par ailleurs, les pertes radiatives (et aussi les pertes totales) diminuent avec l'angle d'incidence. L'équation (2.13) définit les pertes

totales comme étant caractéristiques du déclin temporel de l'énergie dans la cavité. Quand les pertes diminuent, cela veut dire que le temps de vie des photons $\tau = \frac{1}{\gamma}$ dans la cavité est plus important. Ceux-ci y effectuent donc un plus grand nombre d'aller-retour. Cela se traduit par une augmentation du facteur de qualité du résonateur, puisque celui-ci est défini comme étant proportionnel au rapport entre l'énergie stockée dans la cavité et l'énergie perdue par cycle d'oscillation. Le pôle du résonateur nous permet d'obtenir son facteur de qualité Q par l'expression suivante [97] :

$$Q = \frac{\text{Re}(\omega_p)}{2 \cdot \text{Im}(\omega_p)} \quad (2.23)$$

Sur la figure 2.19, on représente l'évolution du facteur de qualité de la résonance en fonction de l'angle d'incidence. En trait continu, on donne le facteur de qualité issu de la mesure et en trait discontinu, celui issu des calculs. Dans les deux cas, on constate une augmentation du facteur de qualité, conformément à nos attentes. Quelle est l'origine de l'augmentation du facteur de qualité? Le temps de vie des photons dans la cavité est lié à la probabilité qu'ils ont d'en sortir. Cette probabilité peut se traduire en terme de coefficient de réflexion d'une interface. Par exemple, sur un résonateur de type Fabry-Perot, le facteur de qualité sera d'autant plus grand que les miroirs qui forment la cavité seront réfléchissants [17]. Dans le cas de nos structures, ce sont les fentes qui constituent des résonateurs. En effet, les ondes effectuent des aller-retour de haut en bas, se réfléchissant tour à tour sur l'interface entre la fente et le milieu incident (*Région 1*) et sur l'interface entre la fente et le milieu de sortie (*Région 3*). Avec l'angle d'incidence, il devrait donc y avoir une augmentation de ce coefficient de réflexion. Comment cela peut-il se produire, alors que l'indice optique des différents matériaux ne change pas? Cette question trouve sa réponse dans l'excitation de plasmons de surface. Nous l'avons vu dans le chapitre d'introduction de cette partie (§ 1.3, p. 67) : les résonances dans les réseaux métalliques sub-longueur d'onde mettent en jeu des plasmons de surface horizontaux. Ces plasmons horizontaux vont modifier le coefficient de réflexion au niveau des fentes, comme cela est suggéré dans les références [75, 77, 96]. L'augmentation du facteur de qualité et la diminution des pertes pour les fortes incidences sont donc imputées à une plus forte excitation des plasmons horizontaux.

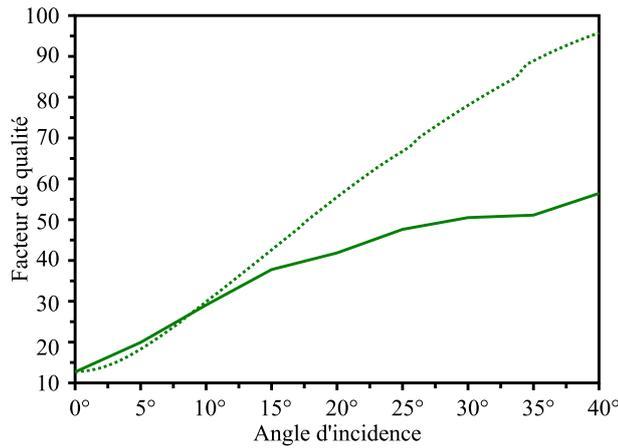


FIG. 2.19 – Facteurs de qualité mesurés (trait continu) et calculés (trait discontinu). L'augmentation du facteur de qualité est à relier à l'augmentation de l'excitation des ondes de surface.

Par ailleurs, on observe sur la figure 2.19 que l'écart entre la mesure du facteur de qualité

et les calculs augmentent avec l'angle d'incidence. Cela veut donc dire que lorsqu'on augmente l'angle d'incidence, les pertes totales mesurées sont de plus en plus grandes par rapport aux pertes totales calculées. Ceci se vérifie sur la figure 2.18 à partir d'environ 10° . On remarque qu'à 40° , les pertes non-radiatives mesurées sont 11,2 fois plus importantes que celles calculées tandis que pour les pertes radiatives, le rapport entre le calcul et la mesure est de 1,5. En outre, 27% des pertes mesurées se font sous forme non-radiatives (les calculs prévoient 5%). On en déduit donc qu'aux grands angles d'incidence, la rugosité de la structure et la méconnaissance du coefficient d'absorption dans le métal —qui sont responsables de l'écart entre les pertes non-radiatives calculées et mesurées— ont une importance prépondérante sur le facteur de qualité de la résonance. L'influence de l'indice du métal est encore sous investigation et d'autres calculs sont à faire, par exemple en modifiant les constantes dans le modèle de Drude ou en prenant d'autres sources donnant l'indice de l'or [102]. Au sujet de la rugosité, d'après nos observations celle-ci provient majoritairement de la sous-couche de nickel, déposée lors de l'étape D du procédé de fabrication (figure 2.1(D)) et enrobée d'or lors de l'étape (H1). On peut avoir une idée de la rugosité de la structure avant le dépôt d'or sur la figure 2.6). Dans les prochaines fabrications on cherchera donc à retirer le masque de nickel avant l'enrobage d'or, ou alors à utiliser un masque moins rugueux. Ceci devrait permettre d'obtenir de meilleurs facteurs de qualité.

2.3 Conclusion du chapitre

En 1999, Porto *et al.* ont publié un article théorique démontrant que les phénomènes de résonance se produisant dans les réseaux métalliques suspendus de fentes sub-longueur d'onde pouvaient donner lieu à des transmissions optiques quasi-totales [2]. Dans ce chapitre, nous avons présenté la première mise en évidence expérimentale de cette transmission élevée, dans le moyen infrarouge.

Nous avons d'abord développé un procédé de fabrication pour réaliser ce type de réseau sur une surface supérieure au millimètre carré. A la différence des réseaux suspendus qui sont habituellement fabriqués [78, 79, 80, 81, 82], nous sommes parvenus à réaliser des réseaux avec des longues barres de 1,7 mm de long et de quelques microns de larges sans aucun contact avec le reste de la structure, si ce n'est aux extrémités. L'or étant un matériau mou, nous avons dû nous appuyer sur un réseau suspendu constitué d'un diélectrique de module d'Young élevé (par exemple du nitrure de silicium) afin d'assurer la rigidité de la structure. Ce réseau a alors été enrobé d'une épaisseur d'or suffisamment importante de sorte que le champ électromagnétique ne puisse pénétrer jusqu'au cœur en diélectrique. Au-delà des filtres à réseaux métalliques, nous avons également démontré la possibilité de fabriquer des membranes suspendues purement diélectriques. Le procédé technologique que nous avons développé ouvre ainsi la voie à la fabrication d'une grande variété de structures membranaires, offrant un nouvel espace de liberté dans la conception de filtres spectraux (chap. 1, p.61). Par exemple, les réseaux diélectriques 1D suspendus permettent de concevoir des filtres coupe-bande, avec des facteurs de qualité potentiellement très élevés. Par ailleurs, cette technologie donne accès à la fabrication de structures 2D.

Ensuite, ces structures ont été caractérisées en intensité transmise et nous avons observé des résonances pouvant atteindre une transmission de 87% pour une polarisation, comme prédit par la théorie de la référence [2]. La position spectrale de ces résonances dépend de la géométrie du réseau —notamment de sa période— et de l'angle d'incidence. Nous avons ensuite proposé une technique expérimentale originale afin de distinguer les pertes radiatives et non-radiatives du résonateur. Pour ce faire, nous avons comparé les mesures à des résonances de type Fano dont nous avons déterminé les paramètres, notamment le pôle de transmission. Puis, c'est en suivant la mé-

thode théorique développée par Marquier *et al.* dans la référence [99] que nous avons pu déduire les pertes et facteurs de qualité de notre structure. La faible valeur des pertes non radiatives, liées notamment à l'absorption des matériaux ou à la rugosité de la structure (non prise en compte dans les calculs), a témoigné de la qualité des échantillons réalisés. L'augmentation du facteur de qualité avec l'angle d'incidence a confirmé les travaux théoriques réalisés par Collin *et al.* [75, 77] et nous nous sommes aperçus qu'aux grands angles d'incidence, ce facteur de qualité était très sensible à la rugosité de la structure. L'origine de cette rugosité a été essentiellement attribuée à la sous-couche de nickel utilisée lors du procédé de fabrication. En outre, les incertitudes liées aux mesures, quant-à-elles, devront également être évaluées.

Nous avons réalisé des filtres passe-bande dans l'infrarouge ayant également une fonction de polarisation. Ces filtres sont ajustables en longueur d'onde en faisant simplement varier la géométrie latérale (largeur de fentes et période). Ceci nous permet donc de placer côte-à-côte, sur le même échantillon, plusieurs filtres différents. Dans le chapitre suivant, nous fabriquons et caractérisons une telle matrice *multi-spectrale*. Puis, nous la plaçons devant une caméra infrarouge multi-voies afin de réaliser un dispositif de spectro-imagerie.

3

Spectro-imageur instantané compact à réseaux sub-longueur d'onde

Sommaire

3.1	Introduction à la spectro-imagerie	97
3.1.1	Aspect spectrométrique	98
3.1.2	Spectro-imageurs compacts	99
3.1.3	Caméra multi-voies	101
3.2	Réalisation d'une matrice de filtres à réseaux	103
3.3	Caractérisation de la matrice de filtres à réseaux	105
3.3.1	Premières images multispectrales	107
3.4	Conclusion du chapitre	110

La possibilité, grâce aux réseaux suspendus, de réaliser plusieurs filtres sur un même échantillon et sur des petites dimensions permet de concevoir des matrices de filtres intégrables directement sur une matrice de détecteurs, afin de lui conférer des propriétés spectrométriques. Dans un premier temps, nous consacrons un paragraphe d'introduction à la spectro-imagerie. Comme son nom l'indique, la spectro-imagerie combine les aspects spectrométrie et imagerie. Nous présentons ainsi différents principes de spectrométrie et de spectro-imagerie, avant de décrire le dispositif que nous avons choisi de développer. Celui-ci se base sur une caméra multi-voies devant laquelle nous allons disposer une matrice de filtres à réseaux. Ces filtres sont opérationnels sur la bande 3-5 μm et nous en présentons la fabrication et la caractérisation. Enfin, nous donnons les premières images multi-spectrales réalisées à l'aide de notre spectro-imageur.

3.1 Introduction à la spectro-imagerie

Comme son nom l'indique, la spectro-imagerie consiste d'une part à faire la spectrométrie d'une scène et d'autre part à l'imager. On trouve facilement des dispositifs capables de faire soit l'un, soit l'autre. Plus rares sont ceux capables de faire les deux simultanément. En un premier temps, nous présentons l'intérêt de la spectrométrie ainsi que quelques principes et dispositifs. Puis, dans un deuxième temps, nous décrivons quelques spectro-imageurs compacts fonctionnant dans l'infrarouge.

3.1.1 Aspect spectrométrique

La spectrométrie d'une scène consiste en l'étude de son spectre. Plus précisément, il s'agit de déterminer les différentes longueurs d'onde qui composent la scène observée et de déterminer la proportion de chacune d'entre elles dans le flux total détecté. Un spectromètre permet donc d'obtenir une *signature spectrale* caractéristique de l'image. La signature spectrale d'une scène informe sur la nature des objets observés. Par exemple, on va pouvoir distinguer l'un ou l'autre type de végétal ou de minéral grâce à sa signature spectrale, souvent dans le proche infrarouge pour ce type d'objet. La spectrométrie concerne également le domaine de la détection des gaz puisque l'absorption d'un gaz varie spectralement selon la nature des molécules qui le composent.

Il existe différentes catégories de spectromètres. On citera par exemple :

- Les *spectromètres à fentes* qui utilisent la diffraction du rayonnement à analyser à travers une fente fine. En fonction de la longueur d'onde, les rayons vont émerger de la fente avec un angle différent et on va ainsi pouvoir les étudier séparément.
- Les *spectromètres à prisme* qui se servent de la relation de dispersion d'un matériau : les rayons incidents sont réfractés dans le prisme et en émergent avec un angle dépendant de leur longueur d'onde.
- Les *spectromètres à réseaux de diffraction* qui profitent de la diffraction en différents ordres de la lumière sur un réseau. La loi fondamentale des réseaux, résultant des interférences entre les ondes diffractées par chacune des fentes, va donner l'angle des rayons diffractés par le réseau en fonction de leur longueur d'onde. Contrairement aux structures sub-longueur d'onde que nous étudions, les réseaux de ce type de spectromètre diffractent plusieurs ordres.
- Les *spectromètres à transformée de Fourier* qui procèdent à une transformée de Fourier de la figure d'interférences issue de deux répliques du faisceau à analyser. Ces deux répliques sont obtenues par exemple à l'aide d'un interféromètre de Michelson dont l'un des miroirs est mobile, faisant ainsi varier la différence de marche entre les deux répliques. On obtient alors un interférogramme qui nous permet de calculer, en effectuant une transformée de Fourier, le spectre de la scène.

Le choix du spectromètre est à faire en fonction de son utilisation. Quelle est la gamme spectrale d'utilisation ? De quelle résolution spectrale a-t-on besoin ? Sommes-nous dans une application à faible flux de photons ? L'encombrement est-il un motif de choix ? Dans notre étude, nous retenons deux critères importants : la gamme spectrale et l'encombrement. Premièrement, notre région d'étude se situe entre 3 μm et 5 μm . Deuxièmement, nous cherchons à réaliser un spectromètre compact, facilement embarquable et intégrable à un imageur. Plusieurs solutions techniques ont été proposées pour répondre à ces deux critères. On remarquera par exemple les contributions de Gunning, Musca et Antoszewski [103, 104, 105] qui proposent — en ne gardant que l'aspect spectrométrique — d'intégrer une cavité résonante de type Fabry-Pérot, accordable électriquement, devant un détecteur. Dans un autre système, Lammel *et al.* [106] placent une couche de silicium poreux sur le trajet entre l'onde à analyser et le détecteur. Les interférences se produisant dans cette couche sont modulées en faisant varier l'angle d'incidence de l'onde. Pour faire varier cet angle, il s'agit de faire pivoter le filtre en silicium à l'aide de micro-bras mécaniques actionnés électriquement.

Nous venons de présenter l'aspect spectrométrique. Dans le paragraphe suivant, nous allons présenter des dispositifs qui réalisent en plus une fonction d'imagerie.

3.1.2 Spectro-imageurs compacts

De nos jours, on cherche à réaliser des imageurs miniaturisés permettant de résoudre spectralement une scène pour en extraire une information sur quelques bandes : c'est l'imagerie multi-spectrale [107]. Les dispositifs doivent donc combiner les aspects d'imagerie et de spectrométrie. Dans le paragraphe précédent, nous avons présenté des principes de spectrométrie qui peuvent également servir pour faire de l'imagerie. En effet, les auteurs des références [103, 104, 105] proposent de placer *plusieurs* cavités Fabry-Pérot électriquement ajustables devant *plusieurs* pixels de détection (ou groupes de pixels). Chaque pixel est donc un spectromètre indépendant qui peut être utilisé à des fins d'imagerie.

L'Onera a développé récemment deux dispositifs de spectro-imagerie miniaturisés, basés sur la spectrométrie à transformée de Fourier. Le premier d'entre eux, baptisé MICROSPOC (MICRO SPectrometer On Chip), a été développé lors de la thèse de Sylvain Rommeluère [108, 109] et consiste en un prisme déposé directement sur la matrice de détection. Contrairement aux spectromètres à transformée de Fourier basés sur un Michelson, il n'y a ici pas de partie mobile puisque la variation de la différence de marche est assurée par l'épaisseur continuellement variable du prisme. La matrice de détection acquiert la figure d'interférences sur toute la surface du prisme (figure 3.1(a)). Par transformée de Fourier, on remonte ensuite au spectre de la scène observée avec une résolution de 20 cm^{-1} . Sur chaque ligne de pixels —dans le sens d'une épaisseur de prisme constante— on a la même différence de marche. Cette propriété peut servir à faire de l'imagerie, en plaçant une lentille adaptée devant le dispositif (figure 3.1(b)). Néanmoins, cela ne permet d'avoir une résolution spatiale que dans une seule direction et pour obtenir une image complète, un balayage spatial de la scène observée est nécessaire dans l'autre direction.

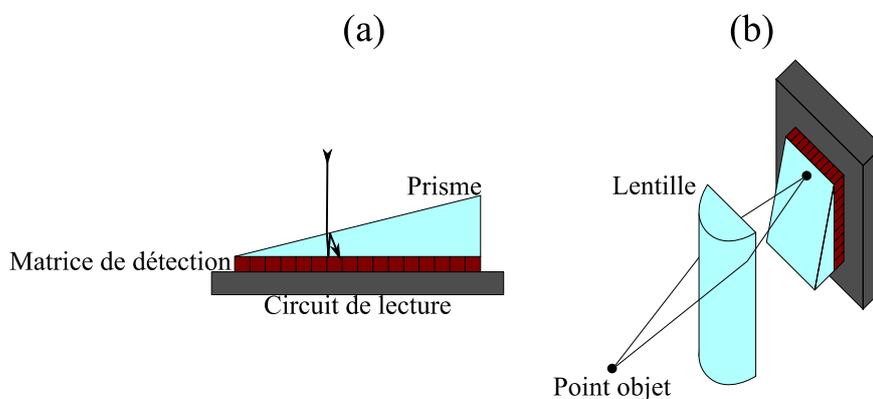


FIG. 3.1 – Principe du spectro-imageur MICROSPOC. (a) : il s'agit d'un prisme déposé sur une matrice de détection. Cette dernière acquiert la figure d'interférences résultant de la traversée du prisme par la lumière. (b) : ce dispositif permet également de faire de l'imagerie, en utilisant une lentille adaptée. Néanmoins, l'imagerie ne peut se faire que sur une ligne de pixels, à épaisseur de prisme constante.

Le deuxième dispositif développé à l'Onera consiste en un spectro-imageur à transformée de Fourier statique. Baptisé CAHYD (CAMéra HYperspectrale de Démonstration), il a été développé dans le cadre de la thèse de Yann Ferrec [110]. Dans ce dispositif comme dans MICROSPOC, la différence de marche varie en fonction du point de la scène qu'on observe. Cependant cette fois-ci, les interférences ne sont plus générées par un prisme mais par des dièdres et une

optique de focalisation (figure 3.2). La différence de marche sera ici directement liée à l'angle d'observation de la scène. Tout comme dans MICROSPOC on obtient un spectre de la scène observée — avec une résolution de 50 cm^{-1} —, mais pas d'image simultanée. CAHYD permet néanmoins de faire de la spectro-imagerie, moyennant des déplacements mécaniques, et ce de deux façons : figure 3.2(1) en effectuant un balayage spatial, on fait passer un point donné de la scène par tous les états de différence de marche, grâce à l'évolution de l'angle d'observation due au mouvement. On arrive donc à obtenir son spectre, de même que pour tous les points de l'image. Figure 3.2(2) le dispositif est fixe par rapport à la scène mais on fait varier la différence de marche en déplaçant un dièdre. Sur le schéma, cette différence se traduit par une évolution de la grandeur t .

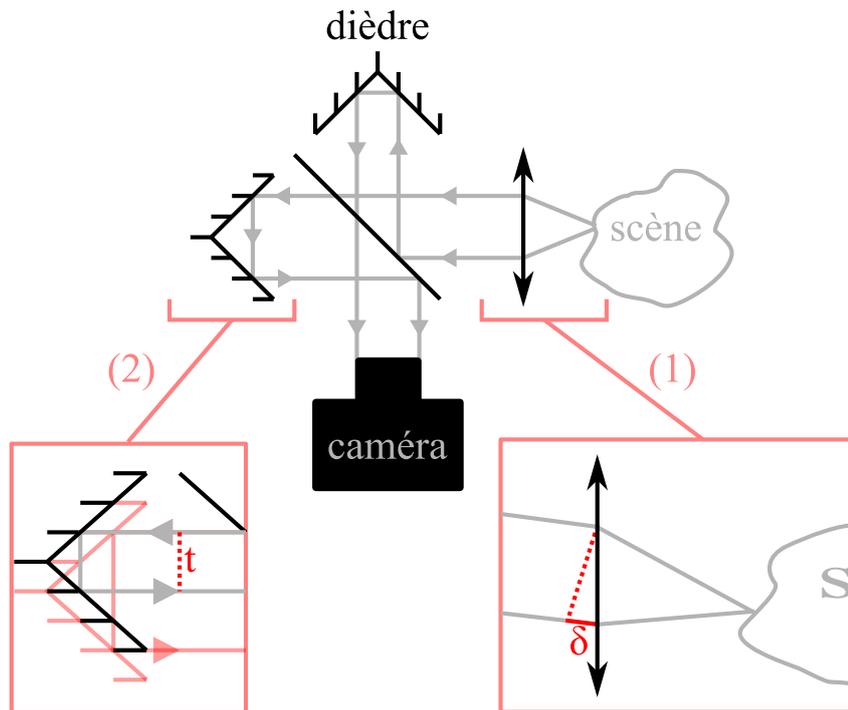


FIG. 3.2 – Principe du spectro-imageur à transformée de Fourier CAHYD. L'interféromètre mis en jeu est un interféromètre à dièdres, la différence de marche varie en fonction de l'angle d'observation. Pour faire de la spectro-imagerie, on peut procéder de deux façons : en (1), la scène se déplace par rapport au dispositif. Grâce au défilement, chaque point passe par tous les angles d'incidence possibles, donc par toutes les différences de marche possible. On peut remonter ainsi au spectre du point de cette scène. En (2) pour une image fixe, on fait se déplacer continuellement un dièdre, afin de modifier continuellement la différence de marche, liée à la grandeur t .

Les systèmes tels que CAHYD ou MICROSPOC permettent de réaliser de la spectro-imagerie moyennant un mouvement mécanique du dispositif, afin de faire un balayage spatial ou spectral de la scène. L'absence de mouvement mécanique permettrait de concevoir des spectro-imageurs plus compacts, autorisant l'acquisition simultanée de l'image et de son spectre. L'absence de balayage devrait également diminuer la vitesse d'acquisition de chaque image, permettant des applications nécessitant un nombre d'images par seconde élevé. En s'inspirant des systèmes de vision de certains insectes, plusieurs équipes ont proposé l'utilisation de dispositifs multi-voies afin de réaliser plusieurs images de la même scène en une seule acquisition (figure 3.3(a)). La

majorité des systèmes [111, 112, 113, 114, 115] se basent sur une matrice de microlentilles, chacune d'entre elles permettant de réaliser une imagerie de la scène sur une petite zone de la matrice de détection (figure 3.3(b)). Ce genre de système multi-voies autorise l'ajout de fonction optique devant chaque voie. Tanida et Shogenji [116, 117] ont proposé l'ajout de filtres interférentiels devant chacune des voies (figure 3.3(c)). Ainsi, chaque voie image la scène à la longueur d'onde transmise par son filtre : ce système forme donc un spectro-imageur pour lequel il n'est pas nécessaire d'avoir de pièce mécanique mobile.

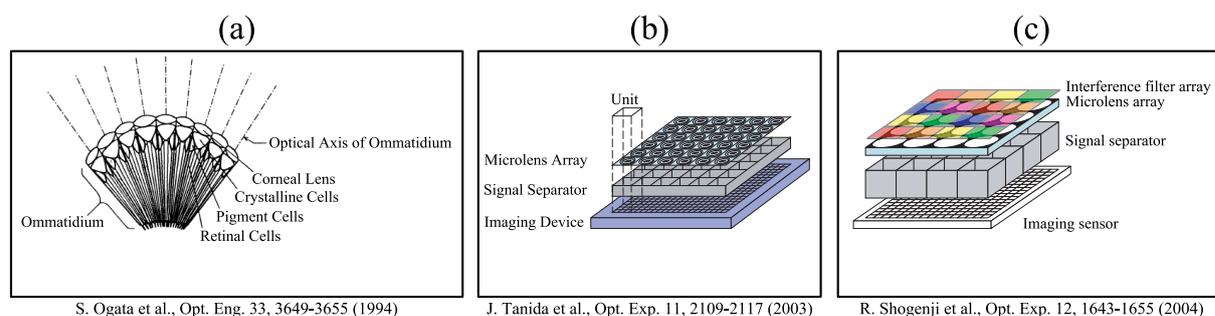


FIG. 3.3 – Principe d'imagerie multi-voies. Les systèmes de vision de certains insectes consistent en des systèmes multivoies, où on fait plusieurs images de la scène (a). Ce principe inspire les dispositifs à matrices de micro-lentilles associées à des matrices de détecteurs (b). En associant à chaque voie d'observation une fonction optique, comme par exemple un filtre, on crée un spectro-imageur (c).

En 2008 à l'Onera, Druart *et al.* [118] ont proposé une amélioration du système optique des dispositifs multi-voies en faisant appel à un empilement de trois matrices de microlentilles inspiré des travaux détaillés dans la référence [119], le tout destiné à fonctionner dans l'infrarouge. Par rapport à une matrice de microlentilles seule, l'empilement permet d'augmenter le champ du système, tout en limitant les aberrations en bord de champ.

3.1.3 Caméra multi-voies

Dans ce paragraphe, nous allons résumer le principe de fonctionnement de la caméra multi-voies développée à l'Onera et présentée dans la référence [118]. Elle est basée sur l'empilement de trois matrices de micro-lentilles de 1,5 mm de diamètre, en silicium traité anti-reflet (sur la figure 3.4, on représente en plus une matrice de filtres) transmettant 98% de la lumière incidente sur la gamme 3-5 μm . La caméra multi-voies (*MULTICAM*) utilisée ici est refroidie à l'aide d'un cryostat et comprend une matrice de 320 \times 240 détecteurs en HgCdTe de 30 μm \times 30 μm , fonctionnant sur la bande 3-5 μm . La scène est observée via un empilement de trois matrices de microlentilles ; chaque empilement de trois microlentilles forme une voie d'observation et équivaut à une lentille de 13,3 mm de distance focale et de nombre d'ouverture 8, d'après les simulations faites à l'aide du logiciel ZEMAX[®][120]. Le deuxième étage comporte en outre une matrice de trous limitant le champ d'observation à $\pm 3^\circ$. Cet empilement est inspiré des travaux de Duparré *et al.*[119] à la différence que pour *MULTICAM*, toutes les voies d'observation ont le même axe optique et observent donc le même champ.

Une attention particulière a été apportée au choix des matériaux qui constituent le système. En effet l'ensemble étant refroidi à environ 80K, les matériaux vont se déformer sous la variation de température $\Delta T = 220\text{K}$. La déformation relative des matériaux utilisés pour une telle diffé-

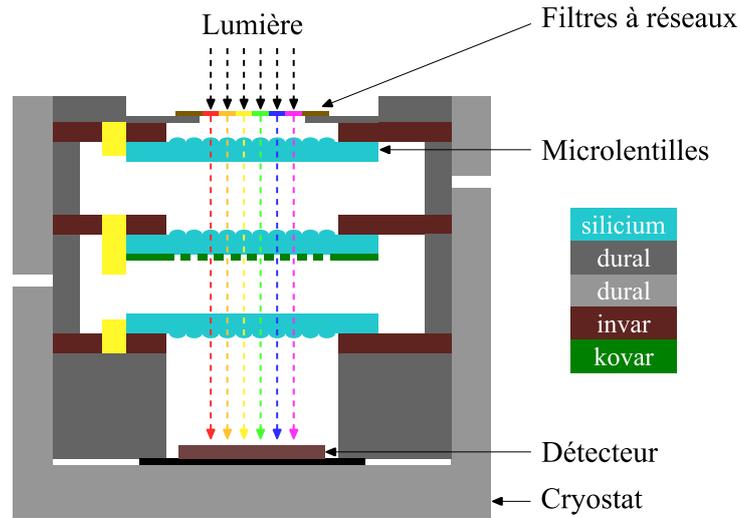


FIG. 3.4 – Schéma de caméra multi-spectrale basée sur MULTICAM. Il s'agit d'un empilement de trois matrices de microlentilles, assurant l'imagerie de la scène par le biais de plusieurs voies d'observation. Chaque voie comprend un filtre à réseau et image la scène sur une zone de la matrice de détection, sur une plage de longueur d'onde déterminée par le filtre. Les matériaux utilisés ont été sélectionnés pour leur faible coefficient de dilatation thermique.

rence de température est : $\Delta L_{aluminium}=0,5\%$, $\Delta L_{invar}=0,03\%$, $\Delta L_{kovar}=0,1\%$ et $\Delta L_{Si}=0,05\%$. La figure 3.5 est extraite de la référence [118] et présente une acquisition réalisée avec MULTICAM. On y voit une répétition de la scène observée (avec un léger décalage spatial) grâce aux matrices de microlentilles.



G. Druart et al., Proceedings of SPIE, 6692 :69920G (2008)

FIG. 3.5 – Image réalisée à l'aide de la caméra MULTICAM, sur la bande 3-5 μm . Le principe de la caméra multivoies est de réaliser plusieurs fois la même image, avec un léger parallaxe.

Nous proposons de reprendre le principe de Tanida et Shogenji en ajoutant des filtres devant chacune des voies de la MULTICAM, pour une utilisation sur la bande 3-5 μm . Cependant

dans cette gamme spectrale, la réalisation de tels filtres multicouches est difficile vu l'épaisseur des couches à déposer et le peu de matériaux disponibles. En outre, l'épaisseur des couches doit changer en fonction de la longueur d'onde à filtrer, ce qui multiplie le nombre d'étapes technologiques. Pour ces raisons, la fabrication d'un pavage de filtres multicouches est lourde et coûteuse. Aussi pour palier à ces problèmes, nous proposons l'utilisation de filtres à réseaux. Dans le paragraphe suivant, nous présentons une matrice de filtres à disposer à l'entrée du dispositif MULTICAM. Pour couvrir une voie d'observation, chaque filtre doit donc avoir une superficie de 1,5 mm×1,5 mm. Nous disposons alors de onze voies, chacune sensible sur une plage spectrale différente. Une voie est laissée libre afin de faire une acquisition large bande de la scène, servant de référence.

3.2 Réalisation d'une matrice de filtres à réseaux

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1 à la page 65, grâce aux phénomènes de résonance les réseaux suspendus en or peuvent servir de filtres passe-bande transmettant jusqu'à 90% de la lumière pour une polarisation. Les paramètres de ces filtres sont ajustables en modifiant la géométrie des réseaux. Nous pouvons donc réaliser plusieurs filtres pour plusieurs longueurs d'onde sur un même échantillon, en un seul procédé de fabrication.

Nous faisons ici la démonstration de la faisabilité d'une matrice de filtres, dont les longueurs d'onde caractéristiques sont espacées régulièrement sur la bande 3-5 μm . Nous avons pour objectif de réaliser des filtres espacés de 200 nm et se recouvrant partiellement. Plus précisément, nous allons réaliser et caractériser une matrice de onze filtres. La figure 3.6 présente une photographie illustrative, dans le visible, de la matrice qui a été fabriquée selon le procédé décrit dans le chapitre précédent (§ 2.1, p. 72). Cependant pour cet échantillon, le masque de nickel a été retiré, et ce sans avoir dû faire appel au séchage super-critique grâce à la présence de structures transverses visibles sur la photo de la figure 3.7(b) et (c). On s'attend ainsi à obtenir une rugosité plus faible et donc, un meilleur facteur de qualité. On y voit, en couleurs, les onze filtres à réseaux numérotés G_{1-11} disposés selon deux bandes. Les réseaux sont suspendus sur les deux zones délimitées par des rectangles rouges, d'une largeur de 1,7 mm et d'une longueur de 10 mm. Chaque réseau est donc suspendu sur une zone de 1,5 mm×1,7 mm. Au total, la structure couvre une surface de plusieurs millimètres carrés. On note la présence d'un trou sans filtre, à côté de G_1 , servant à faire une observation large bande. Dans la suite de ce mémoire, cet échantillon est baptisé *Vitrail*.

Sur la figure 3.7, on montre des photos prises au MEB d'une partie de l'échantillon Vitrail avec, en (a), une vue des réseaux G_1 , G_2 ainsi que de l'ouverture sans réseau. Ces images témoignent de la qualité des structures fabriquées. Les géométries des différents réseaux, reportées dans le tableau 3.1, sont plus fines que dans les échantillons réalisés dans le chapitre précédent. Aussi, les structures peuvent être plus fragiles et pour cette raison, nous avons ajouté des poutrelles transverses de 500 nm de large, tous les 40 μm afin de rigidifier davantage la structure. Cela permet d'éviter le séchage super-critique lors de l'étape du retrait de nickel. En effet en utilisant la formule 2.6 avec $f \in [0, 124 \ 0, 19]$ on obtient $L_{max} \in [229 \ 268]$ μm . La périodicité de ces poutrelles transverses étant de l'ordre de la dizaine de fois supérieure à la longueur d'onde de fonctionnement du dispositif, on vérifie que leur influence sur la transmission est négligeable. La photo 3.7(b) montre le réseau G_1 , sur plusieurs périodes. En 3.7(c), on fait un zoom sur une poutrelle transverse. Grâce à elle, les barreaux qui constituent le filtre sont rendus solidaires les uns des autres, ce qui les empêche d'effectuer un mouvement transversal lors de l'utilisation du dispositif, par exemple en cas de vibrations. Ces poutrelles sont faites dans le même matériau que le reste de la structure et subissent le même traitement tout au long du procédé de fabrication.

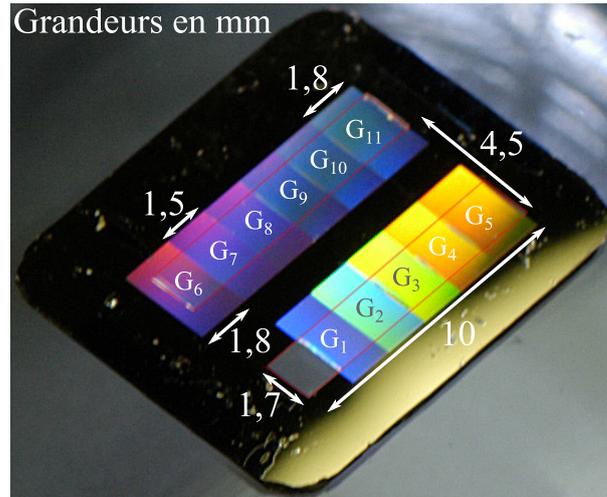


FIG. 3.6 – Matrice de filtres à réseaux baptisée Vitrail, observée dans le visible. Les onze réseaux suspendus fonctionnent sur onze bandes spectrales différentes, réparties régulièrement entre $3 \mu\text{m}$ et $5 \mu\text{m}$. Sur l'échantillon, les réseaux sont disposés sur deux lignes et numérotés G_1 – G_{11} . Une ouverture est laissée sans filtre, à côté de G_1 , pour faire une observation large bande, permettant d'étalonner l'image.

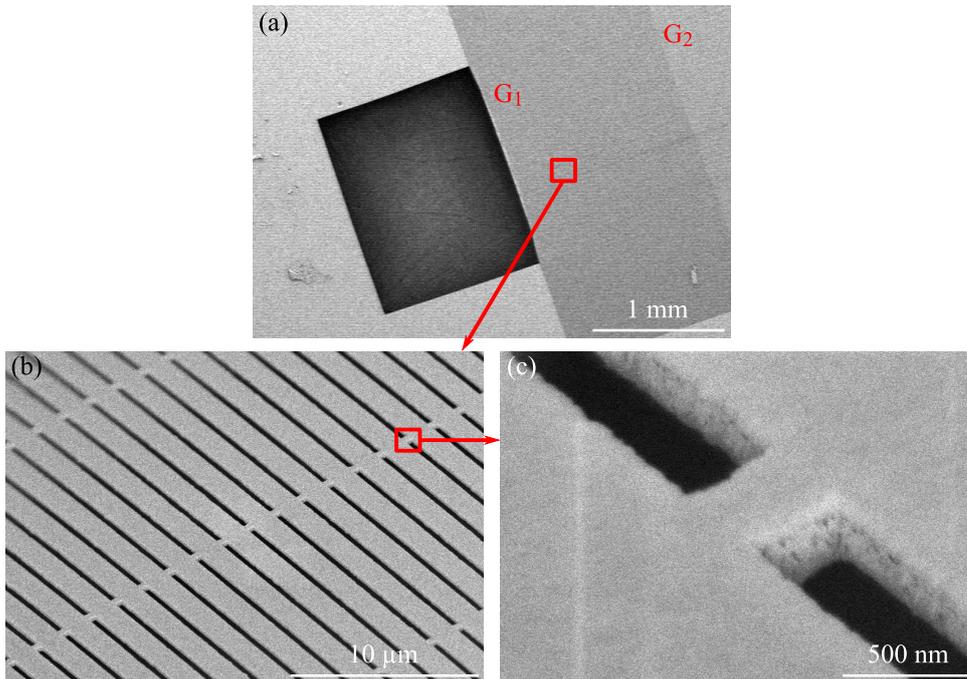


FIG. 3.7 – Vue MEB du réseau G_1 de la matrice de filtres. Le réseau est suspendu, enrobé d'or. Des poutrelles transverses de 500 nm de large disposées tous les $40 \mu\text{m}$ assurent la rigidité de la structure. En (b), on montre un zoom sur l'une de ces poutrelles de soutien.

Les onze filtres fabriqués voient leur géométrie différer essentiellement au niveau de la période, allant de 2 μm à 4,70 μm . L'épaisseur reste constante sur tout l'échantillon : aux 500 nm de Si_3N_4 constituant le cœur de la structure se rajoute une épaisseur d'or déposé de 225 nm sur chaque face horizontale. L'épaisseur totale atteint donc 950 nm. Sur les flancs verticaux, on dépose une épaisseur d'or d'environ 230 nm. La période et la largeur des fentes de chacun des réseaux G_i obtenus est donnée dans le tableau 3.1.

Réseau G_i	Période d_i (μm)	Fente w_i (μm)
G_1	2,00	0,38
G_2	2,45	0,32
G_3	2,80	0,36
G_4	3,15	0,39
G_5	3,40	0,47
G_6	3,60	0,48
G_7	3,85	0,50
G_8	4,05	0,61
G_9	4,30	0,55
G_{10}	4,50	0,69
G_{11}	4,70	0,77

TAB. 3.1 – Géométrie mesurée sur les onze réseaux qui constituent le Vitrail. Chaque réseau s'étend sur une surface d'environ 1,5 mm \times 1,7 mm. L'épaisseur est constante sur tout l'échantillon et vaut 950 nm.

Dans les paragraphes qui suivent, nous allons caractériser les réseaux individuellement, sous incidence normale, afin d'observer les phénomènes de résonance. Comme dans le chapitre précédent, nous donnons les facteurs de qualité de chacun des filtres.

3.3 Caractérisation de la matrice de filtres à réseaux

Dans ces paragraphes nous présentons la caractérisation en intensité transmise du motif de filtres. A l'aide du banc de mesure présenté au paragraphe 2, page 14), nous procédons en une caractérisation individuelle des réseaux, sous incidence normale et lumière polarisée. Sur la figure 3.8(a), nous représentons les onze spectres de l'intensité transmise par chacun des filtres de l'échantillon. Comme évoqué précédemment, on observe pour chaque spectre un minimum de transmission pour une longueur d'onde voisine de la période du réseau. Le maximum de transmission, quant à lui, se situe à une longueur d'onde légèrement supérieure. Conformément à nos attentes, le taux de réjection est meilleur pour les courtes longueurs d'onde que pour les grandes longueur d'onde. Nous verrons plus tard que ceci complexifie l'interprétation des images. Les réseaux G_1 et G_2 présentent des résonances bien plus larges, ce qui est confirmé par les calculs (figure 3.8(b)). Ceci provient d'une erreur de conception. Sur la figure 3.8(b), on présente les spectres calculés avec la méthode modale simplifiée des onze filtres, dont la géométrie mesurée est donnée dans le tableau 3.1. On observe également la répartition régulière des onze filtres, sur la bande 2,8-4,9 μm . Les maxima de transmissions sont légèrement plus élevés dans le calcul que dans la mesure, pour les raisons que nous avons données au paragraphe 2.2.3 à la page 90.

La tableau 3.2 récapitule les maxima de transmission pour chaque filtre, ainsi que les positions

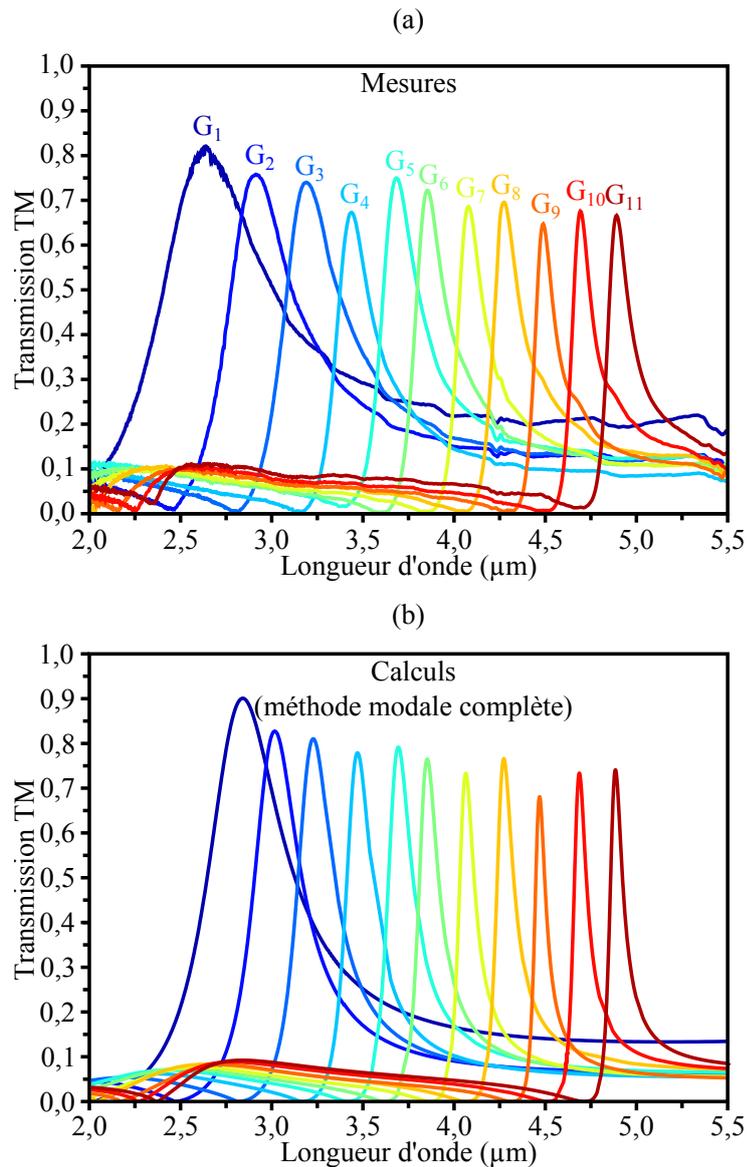


FIG. 3.8 – (a) : spectres de la transmission optique mesurée à travers les onze filtres, numérotés G_1 – G_{11} . Les mesures sont faites en incidence normale et lumière polarisée TM. La position du maximum de transmission varie en fonction du réseau considéré, entre $2,5 \mu\text{m}$ et $5 \mu\text{m}$. (b) : calculs réalisés avec la méthode modale complète. La géométrie des réseaux est reportée dans le tableau 3.1.

spectrales, la largeur à mi-hauteur et le facteur de qualité. On rappelle que le facteur de qualité Q_{Fano} est déterminé par la méthode décrite dans le chapitre précédent, au paragraphe 2.2.3. La largeur à mi-hauteur est simplement indiquée pour donner une idée de la largeur du pic, pas pour calculer le facteur de qualité. En effet, nous avons ici des pics de résonances qui ne sont pas symétriques. Nous avons fabriqué onze filtres sur la bande $2,5$ – $5 \mu\text{m}$, ayant une transmission élevée (70% en moyenne). Le facteur de qualité atteint des valeurs élevées pour certains filtres —jusqu'à plus de 37— et est nettement plus important que le montrent les mesures faites dans

le paragraphe 2.2.3, page 90, ce qui confirme le rôle néfaste de la sous-couche nickel. Les filtres fonctionnent à des longueurs d'onde espacées régulièrement, avec en moyenne 225 nm d'écart entre deux pics (écart-type 37,4 nm). De plus, la largeur à mi-hauteur est proche de l'écart spectral entre les filtres, pour les réseaux G_{4-11} . La finesse de la résonance est, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, liée notamment à l'épaisseur des réseaux. On rappelle que pour un réseau donné, le pic de transmission se décale vers les hautes longueurs d'onde lorsqu'on augmente l'épaisseur. De plus, ce pic s'élargit car la résonance verticale prend le pas sur la résonance horizontale. La baisse des coefficients de réflexion en haut et en bas des fentes entraîne la diminution du facteur de qualité. Sur cet échantillon, l'épaisseur est constante et ce sont la largeur des fentes et la période des réseaux qui changent. On constate une bonne régularité en terme de transmission maximum, qui est comprise entre 65% et 80%. Les filtres G_{1-3} sont un peu moins sélectifs, on cherchera à améliorer le facteur de qualité de leur résonance dans un prochain dispositif.

Réseau G_i	T_{\max}	$\lambda_{\max}(\mu\text{m})$	$\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}(\mu\text{m})$	Q_{Fano}
G_1	0,81	2,64	0,78	5,1
G_2	0,76	2,92	0,51	8,6
G_3	0,74	3,18	0,44	11,7
G_4	0,67	3,43	0,28	16,7
G_5	0,75	3,68	0,28	18,4
G_6	0,72	3,85	0,25	23,0
G_7	0,68	4,08	0,20	26,6
G_8	0,70	4,27	0,22	27,7
G_9	0,65	4,49	0,16	37,6
G_{10}	0,68	4,69	0,17	37,9
G_{11}	0,67	4,89	0,18	37,7

TAB. 3.2 – *Extraction des caractéristiques des filtres de la matrice. On donne la valeur du maximum de transmission T_{\max} , sa position λ_{\max} , la largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ et le facteur de qualité Q pour chacun des onze filtres. Le facteur de qualité est déterminé selon la méthode donnée dans le paragraphe 2.2.3 page 90.*

Nous disposons d'une matrice de onze filtres passe-bande fonctionnant à des longueurs d'onde espacées régulièrement entre 2,64 μm et 4,89 μm . Dans les paragraphes qui suivent, nous intégrons cette matrice dans la caméra multi-voies afin de faire de la spectro-imagerie.

3.3.1 Premières images multispectrales

Nous présentons dans ce paragraphe une des premières images multispectrales réalisées à l'aide du dispositif présenté sur la figure 3.4. Le Vitrail est maintenu au reste de la caméra multivoies grâce à des ailettes métalliques. Le tout est disposé dans un cryostat refroidi à l'azote liquide et relié à un circuit électronique de lecture permettant la conversion du flux photonique reçu par les détecteurs en signal électrique. Ce circuit de lecture est relié à un ordinateur par une carte d'acquisition afin d'afficher l'image. La figure 3.9 est une photographie de la caméra multi-voies avec l'échantillon Vitrail. Le cryostat est ouvert, de sorte qu'on puisse voir le composant Vitrail. En outre, on voit la connectique reliant le détecteur à la carte électronique.

Nous avons placé devant la MULTICAM une flamme de briquet. Comme le montre l'exemple

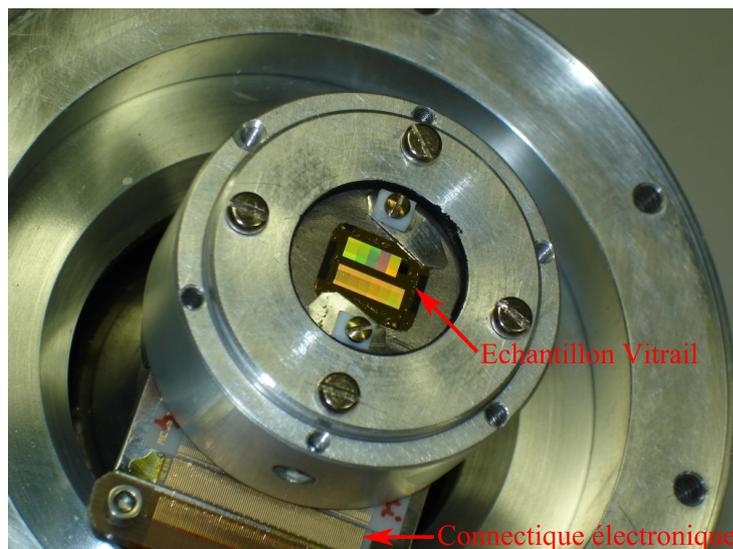


FIG. 3.9 – Cryostat, ouvert, contenant la caméra MULTICAM avec l'échantillon Vitrail disposé devant les microlentilles. On voit également la connectique électronique reliant la matrice de détection à la carte électronique externe.

de la figure 3.5, on doit donc observer plusieurs images de la flamme, côte-à-côte. Le Vitrail qui a été mis en place permet de réaliser chaque image sur une gamme spectrale étroite, en accord avec les spectres mesurés reportés sur la figure 3.8. La figure 3.10(a) montre une image multispectrale d'une flamme de briquet. Le flux de photons détectés par la caméra est représenté en niveaux de gris, avec un minimum pour le noir et un maximum pour le blanc. On y voit une répétition de la scène observée (la flamme de briquet), autant de fois qu'il y a de voies d'acquisition. Grâce au composant Vitrail, chaque voie d'acquisition image la scène sur une fenêtre spectrale différente. L'intensité de chacune de ces répétitions est variable. Elle dépend de deux paramètres : d'une part de la bande passante du filtre de la voie considérée et d'autre part de la signature spectrale de la flamme de briquet. On devrait également tenir compte de la sensibilité spectrale de chacun des pixels composant la matrice de détection mais on va supposer ici qu'elle est constante.

En haut à gauche, on effectue une observation sur toute la gamme spectrale de fonctionnement de la MULTICAM, à savoir de $2\ \mu\text{m}$ à $5,5\ \mu\text{m}$. C'est donc cette voie d'observation, sans filtre, qui va détecter le plus de flux. Aussi, on modifie le contraste de l'image afin de mieux voir les autres voies d'observation, sur la figure 3.10(b). La voie large bande se colore en rouge, signe de saturation du signal. Nous allons maintenant essayer de déterminer, qualitativement, l'allure du spectre d'émission de la flamme du briquet. On se base pour cela sur les intensités observées sur la figure 3.10(b), sur le tableau 3.2 et sur les spectres caractéristiques de la figure 3.8. La première chose à faire est d'effectuer un classement des intensités observées. De l'image la plus intense à la moins intense, on pourrait faire le classement suivant : $G_8, G_7, G_1, G_6, G_2, G_3, G_9, G_5, G_4, G_{10}, G_{11}$. L'image associée à G_8 est nettement plus intense que les autres. On peut donc en déduire que le maximum d'émission de la flamme se situe globalement autour de $4,27\ \mu\text{m}$. Il reste à déterminer la largeur spectrale de l'émission.

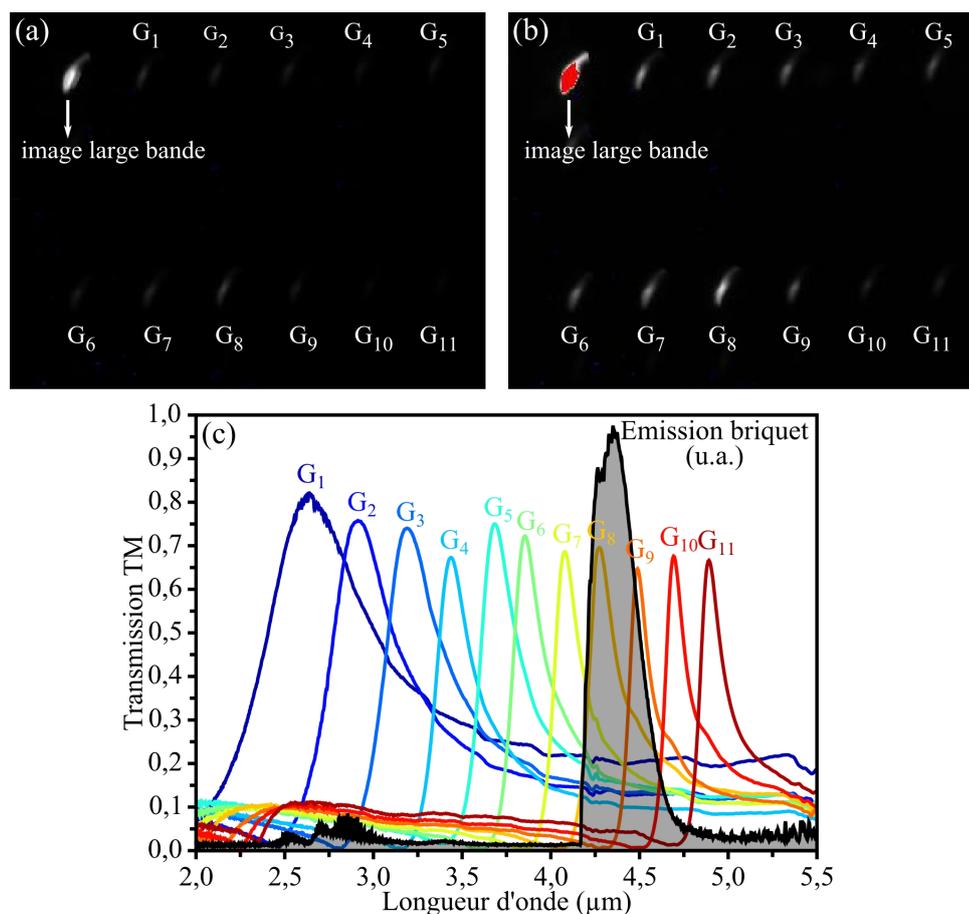


FIG. 3.10 – Image multi-spectrale d'une flamme de briquet, réalisée à l'aide de la caméra MULTICAM avec un composant Vitrail.

Analyse des images G_{9–11}

L'image G₁₁ est la moins intense de toutes. Le spectre d'émission observé n'émet donc pas au-delà de 4,75 μm.

L'image G₁₀, très légèrement plus intense, nous indique qu'on peut éventuellement avoir du flux entre 4,5 μm et 4,75 μm.

L'image G₉ est bien plus intense, mais tout de même nettement moins que G₈. Le spectre d'émission de la flamme ne recouvre donc pas aussi bien G₉ que G₈. Le flux détecté doit donc décroître entre 4,5 μm et 4,75 μm.

On peut déduire de ces observations que le briquet émet fortement entre 4,27 μm et 4,5 μm, et de moins en moins jusqu'à 4,75 μm.

Analyse des images G_{1–7}

Regardons à nouveau le classement des intensités observées sur les voies restantes. L'image en G₇ est un peu plus intense qu'en G₁. La longueur d'onde minimale émise par la flamme de briquet ne doit donc pas être au milieu du pic de résonance du filtre G₇, sinon cette dernière voie serait nettement plus intense. On déduit donc que la flamme n'émet pas sous 4,08 μm.

Vu les taux de réjection des autres filtres et le classement des intensités observées sur les différentes voies associées, il est difficile de tirer des renseignements plus précis mais on peut tout de même estimer que $4,08\ \mu\text{m}$ est une limite un peu basse.

Les images réalisées à l'aide de notre spectro-imageur, nous permettent donc de déduire que la combustion du gaz d'un briquet émet probablement à partir de $4,1\ \mu\text{m}$, jusqu'à $4,75\ \mu\text{m}$, avec une baisse de l'émission entre $4,5\ \mu\text{m}$ et $4,75\ \mu\text{m}$.

Vérification à l'aide d'un FTIR

Nous avons placé la flamme du briquet devant un spectromètre FTIR, pour en faire la caractérisation spectrale. La résolution utilisée (2cm^{-1}) ne permettra de voir que les raies d'émission les plus larges. Le spectre est présenté en noir sur la figure 3.10(c), où il est superposé aux spectres de chaque filtre. On observe un pic d'émission entre $4,15\ \mu\text{m}$ et $4,8\ \mu\text{m}$. L'émission, présentée en unité arbitraire, a un profil assez rectangulaire, même si on peut remarquer un maximum à $4,35\ \mu\text{m}$ et une diminution plus douce jusqu'à $4,8\ \mu\text{m}$. Notre spectro-imageur nous a permis d'anticiper ces résultats de façon qualitative.

3.4 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous venons de voir la mise en œuvre d'une matrice de filtres à réseaux dans une application d'imagerie multi-spectrale. Cette caméra multi-spectrale est compacte et son grand intérêt fait qu'elle permet de réaliser, simultanément et sans aucun mouvement mécanique, une image de la scène en même temps qu'une caractérisation spectrale dans l'infrarouge moyen. La fonction d'imagerie du dispositif est assurée par une caméra multi-voies basée sur un empilement de trois matrices de micro-lentilles, chaque empilement de trois micro-lentilles assurant l'imagerie de la scène sur 50×50 pixels de la matrice de détection. La fonction de spectrométrie, quant à elle, est assurée par une matrice de onze filtres différents, constituée de onze réseaux disposés côte-à-côte. Ces filtres à réseaux ont été caractérisés individuellement et nous avons observé des pics de transmission, transmettant jusqu'à environ 70% de la lumière incidente polarisée. Ces onze filtres couvrent une gamme spectrale entre $2,6\ \mu\text{m}$ et $4,9\ \mu\text{m}$, les pics étant espacés d'en moyenne 225 nm et ayant un facteur de qualité pouvant atteindre 37. Cette caméra multi-spectrale a été utilisée pour déterminer la signature spectrale d'une flamme de briquet et nous a permis d'en donner une évaluation qualitative, entre $4,1\ \mu\text{m}$ et $4,75\ \mu\text{m}$, très proche de la mesure de référence faite au FTIR (entre $4,15\ \mu\text{m}$ et $4,8\ \mu\text{m}$). Une caractérisation spectrale et radiométrique plus fine du système MultiCam + Vitrail devrait permettre de donner des résultats encore plus précis. Le taux de réjection des filtres, avec des transmissions résiduelles de l'ordre de 10% à 20% pour les hautes longueurs d'onde, est typique des résonances de Fano. Cela a complexifié le travail d'interprétation des images mais un traitement plus poussé que l'approche qualitative que nous avons faite devrait permettre de parvenir à des résultats quantitatifs. On pourrait par exemple procéder par différentiation entre les filtres aux numéros pairs ou impairs (c'est-à-dire, des filtres qui se superposent peu).

Néanmoins il est possible de diminuer le taux de réjection en favorisant les résonances verticales décrites dans le paragraphe 1.3.2, à la page 69. En effet, on obtient alors des résonances lorentziennes, symétriques. Comme nous l'avons vu dans sur la figure 1.6 à la page 68, il suffit d'augmenter l'épaisseur du métal. On obtient alors un filtre passe-bande avec, en outre, une meilleure tolérance angulaire.

Conclusion

Dans ce manuscrit, nous avons étudié la transmission optique à travers les réseaux métalliques de fentes sub-longueurs d'onde dans leur régime non diffractif. Nous avons tiré profit du fait qu'en modifiant la géométrie des réseaux, on arrive à contrôler de façon quasi-indépendante l'amplitude et la phase transmises. Ceci nous a permis de concevoir et réaliser des dispositifs offrant de nouvelles fonctions optiques dans le domaine de l'infrarouge moyen (entre 3 μm et 12 μm). La compacité de ce type de dispositif (un réseau fonctionnant en transmission) facilite son intégration à des systèmes complexes, éventuellement embarqués.

Nous avons proposé deux mises en applications de ces dispositifs. Dans la première, nous avons démontré qu'on pouvait créer un front d'onde optique quelconque, en amplitude ou en phase. À titre d'exemple, nous avons démontré la synthèse d'une surface d'amplitude sinusoïdale, réalisée par paliers à l'aide d'un pavage de réseaux. Nous avons proposé d'utiliser ce dispositif à l'analyse de front d'onde optique. Dans la deuxième application, l'étude expérimentale que nous avons faite sur les réseaux métalliques suspendus nous a permis de mettre en évidence des phénomènes de résonances à facteur de qualité élevé. Nous avons tiré profit de cet effet pour réaliser une matrice de filtres spectraux passe-bande que nous avons disposée dans une caméra multi-voies afin de réaliser un spectro-imageur compact *instantané*.

Dans la première partie, nous nous sommes dotés des moyens théoriques et expérimentaux nécessaires pour calculer et mesurer l'amplitude et la phase transmises à travers les réseaux métalliques de fentes sub-longueurs d'onde. D'un point de vue théorique, nous avons présenté les deux codes de calculs utilisés dans ce travail. Nous avons rappelé les bases de la méthode modale complète développée au cours d'une thèse précédente. Le calcul modal simplifié (un seul mode propagatif) qui a été implémenté au cours de ce travail, est décrit en détail. Du côté expérimental, nous avons présenté les bancs de mesure de spectres d'intensité et de mesure de phase qui ont été largement utilisés pour l'étude des réseaux fabriqués.

Dans la deuxième partie, notre objectif est de démontrer qu'il est possible, à l'aide de réseaux métalliques sub-longueurs d'onde, de concevoir une structure à transmittance optique complexe ajustable. Pour ce faire nous avons procédé en deux temps. D'abord, nous avons proposé une structure permettant de contrôler l'intensité (ou le module de l'amplitude) transmise entre 0 et quasiment 1. Puisque notre dispositif doit être fonctionnel dans l'infrarouge, nous avons pris comme base un substrat en GaAs, que nous avons traité par deux couches anti-reflet en Si_3N_4 . Sur l'une des faces, nous avons déposé un réseau en or. Le calcul modal simplifié nous a montré que grâce à cette structure, il était possible d'ajuster l'intensité transmise entre 0 et 1 en modifiant uniquement la largeur des fentes du réseau, à épaisseur et période constantes. Nous avons vu qu'il est possible de contrôler indépendamment l'intensité et la phase transmises à condition d'introduire un degré de liberté supplémentaire : la modulation de la période du réseau. Nous avons donc proposé un moyen de concevoir une surface optique dont la variation spatiale en

amplitude et en phase est arbitraire. D'une certaine façon, cela rejoint le principe d'indice effectif réalisé avec les réseaux diélectriques mais contrairement à ce type de structure, nous avons montré que grâce aux réseaux métalliques, il est possible de contrôler séparément l'amplitude et la phase transmises, tout en maintenant une épaisseur constante au réseau ce qui facilite grandement sa fabrication.

Nous avons alors proposé la réalisation d'une surface optique sinusoïdale à l'aide d'une juxtaposition de différents réseaux. Nous avons proposé deux critères d'évaluation de l'exactitude de la synthèse de cette surface : l'un consistait à comparer les spectres de Fourier de la sinusoïde idéale et de la sinusoïde reconstituée, l'autre consistait à étudier la propagation de la figure d'interférences liée à la traversée de la surface optique par une onde plane. En prenant l'exemple d'une sinusoïde 1D, ces deux critères nous ont permis de conclure que les différents déphasages liés aux réseaux étaient un facteur déterminant dans la qualité de la reconstruction d'une sinusoïde et qu'il faut donc les réduire (des gravures supplémentaires ont été introduites dans le substrat). Le nombre de niveaux de discrétisation est, quant à lui, moins important et nous avons vu qu'une discrétisation avec neuf niveaux d'amplitude donnait des résultats satisfaisants. En proposant l'intégration de ce dispositif dans un analyseur de front d'onde, nous avons montré que les structures métalliques sub-longueurs d'onde trouvent un exemple concret d'application en métrologie optique infrarouge.

L'objectif de la troisième partie est de réaliser une matrice de filtres spectraux, en utilisant des réseaux sub-longueurs d'onde. L'étude bibliographique que nous avons faite nous a fait choisir les réseaux suspendus pour leur efficacité et souplesse d'utilisation.

Nous avons développé un procédé technologique permettant la fabrication de membranes structurées en métal ou en diélectrique, sur des surfaces de plusieurs millimètres carrés. Nous nous sommes plus particulièrement intéressés aux réseaux suspendus en or. Nous avons réalisé plusieurs structures de géométries différentes et nous avons mis en évidence la transmission quasi-totale (87%) de la lumière polarisée à la résonance, dont la position et la largeur spectrales sont ajustables avec les paramètres géométriques du réseau (période, largeur de fente) tout en gardant une épaisseur de réseau constante. Ces expériences sont à notre connaissance la première démonstration expérimentale dans la gamme 3-5 μm et 8-12 μm , des prédictions théoriques de Porto et al. en 1999 sur la transmission extraordinaire à travers ce genre de structure. Nous avons ensuite proposé une méthode originale de caractérisation expérimentale des résonances mises en œuvre lors de la transmission extraordinaire. Ceci nous a permis d'avoir accès séparément aux pertes radiatives et non radiatives de notre système. Les valeurs élevées du facteur de qualité obtenues (plusieurs dizaines) ont démontré la qualité optique de nos structures donc de notre procédé de fabrication. Les structures ainsi réalisées peuvent servir de filtres passe-bande efficaces et jouent, en outre, le rôle de polariseur.

Grâce aux propriétés de résonance des réseaux métalliques suspendus, notre procédé de fabrication nous a permis de réaliser, sur un même échantillon, la juxtaposition de onze filtres de quelques millimètres carrés, couvrant la gamme spectrale 3-5 μm . De part son faible encombrement, nous avons pu intégrer cette matrice de filtres à une caméra multi-voies, réalisant ainsi un spectro-imageur instantané. Les capacités de ce démonstrateur ont été illustrées par l'acquisition et l'analyse d'une image multi-spectrale de la flamme d'un briquet. Il est important de noter que, contrairement à la plupart des spectro-imageurs actuels, celui-ci ne comporte pas de pièces en mouvement. Ainsi toute l'information (spatiale et spectrale) est contenue dans une seule image acquise en une seule fois (caractère instantané).

Ce travail, dédié à l'étude et aux applications des réseaux métalliques sub-longueurs d'onde a

permis de montrer à travers deux exemples la versatilité et la compacité des dispositifs mettant en œuvre ces réseaux. L'exemple de la synthèse d'une surface d'onde optique d'amplitude sinusoïdale traité dans ce travail montre que le panel des surfaces d'onde réalisables avec ce type de dispositif est très vaste, laissant envisager de nombreuses applications. De même le filtrage spectral basé sur les phénomènes de résonance dans les réseaux sub-longueurs d'onde nous a permis d'introduire un nouveau type de spectro-imageur qui ouvre, par la richesse de ses images, de nouveaux champs d'applications.

Le procédé de fabrication que nous avons développé, pourra être utilisé pour la réalisation de nouveaux types de dispositifs. Outre la réalisation de réseaux métalliques 1D pour le filtrage passe-bande polarisant, la technologie développée pourra servir à la réalisation de réseaux 1D en diélectrique jouant le rôle de filtres coupe-bande polarisant. Si la fonctionnalité de polarisation n'est pas nécessaire, on pourra également se baser sur le même procédé de fabrication pour réaliser des structures en deux dimensions, perforées de trous. A plus long terme, on pourra envisager l'utilisation de cette technologie membranaire pour la synthèse de milieux présentant des indices artificiels (métamatériaux) ou d'empilements de différents réseaux. Par ailleurs, une piste est étudiée pour la réalisation de filtres agiles spectralement grâce à un effet électro-mécanique.

Bibliographie

- [1] T. W. Ebbesen, H. F. Ghaemi, T. Thio, D. E. Grupp, and H. J. Lezec. Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays. *Nature*, pages 667–669, 12 February 1998.
- [2] J.A. Porto, F.J. García-Vidal, and J.B. Pendry. Transmission resonances on metallic gratings with very narrow slits. *Physical Review Letters*, 83(14) :2845–2848, 1999.
- [3] P. Lalanne, JP Hugonin, S. Astilean, M. Palamaru, and KD Möller. One-mode model and airy-like formulae for one-dimensional metallic gratings. *J. Opt. A : Pure Appl. Opt*, 2 :48–51, 2000.
- [4] C. Billaudeau. *Guidage optique dans les cristaux plasmoniques 1D et 2D*. PhD thesis, Université Paris-Sud 11, novembre 2007.
- [5] S. Velghe. *Les nouvelles dimensions de l'interférométrie à décalage quadri-latéral : l'infrarouge et les surfaces d'onde morcelées*. PhD thesis, Université Paris-Sud 11, janvier 2007.
- [6] L.C. Botten, M.S. Craig, R.C. McPhedran, J.L. Adams, and J.R. Andrewartha. The finitely conducting lamellar diffraction grating. *Journal of Modern Optics*, 28(8) :1087–1102, 1981.
- [7] P. Sheng, R.S. Stepleman, and P.N. Sanda. Exact eigenfunctions for square-wave gratings : Application to diffraction and surface-plasmon calculations. *Physical Review B*, 26(6) :2907–2916, 1982.
- [8] S. Collin. *Résonances photoniques dans les réseaux métalliques : théorie et application à la photodétection ultrarapide*. PhD thesis, Université Paris 6, juillet 2002.
- [9] L.C. Botten, M.S. Craig, and R.C. McPhedran. Highly conducting lamellar diffraction gratings. *Journal of Modern Optics*, 28(8) :1103–1106, 1981.
- [10] J.P. Pérez, R. Carles, and R. Fleckinger. *Electromagnétisme, Fondements et applications*. Dunod, 4 edition, 2002.
- [11] S. Collin, F. Pardo, and J.L. Pelouard. Waveguiding in nanoscale metallic apertures. *Optics Express*, 15(7) :4310–4320, 2007.
- [12] L. Rayleigh. Note on the remarkable case of diffraction spectra described by prof. wood. *Philos. Mag*, 14 :60–65, 1907.
- [13] R.W. Wood. On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum. *Proceedings of the Physical Society of London*, 18 :269–275, 1902.
- [14] J. Primot and N. Guérineau. Extended hartmann test based on the pseudoguiding property of a hartmann mask completed by a phase chessboard. *Appl. Opt*, 39(31) :5715–5720, 2000.
- [15] B. Toulon, G. Vincent, R. Haidar, N. Guérineau, S. Collin, J.L. Pelouard, and J. Primot. Holistic characterization of complex transmittances generated by infrared sub-wavelength gratings. *Optics Express*, 16(10) :7060–7070, 2008.

- [16] S.M. Rytov. The electromagnetic properties of finely layered medium. *Sov. Phys. JETP*, 2 :466–475, 1956.
- [17] M. Born, E. Wolf, and A.B. Bhatia. *Principles of optics*. Pergamon Press New York, 1975.
- [18] S.J. Wilson and M.C. Hutley. The optical properties of 'moth eye' antireflection surfaces. *Journal of Modern Optics*, 29(7) :993–1009, 1982.
- [19] R.C. Enger and S.K. Case. Optical elements with ultrahigh spatial-frequency surface corrugations. *Applied Optics*, 22(20) :3220–3228, 1983.
- [20] W.H. Southwell. Coating design using very thin high-and low-index layers. *Appl. Opt*, 24(2) :457–460, 1985.
- [21] T. Gaylord, W.E. Baird, and M.G. Moharam. Zero-reflectivity high spatial-frequency rectangular-groove dielectric surface-relief gratings. *Applied Optics*, 25(24) :4562–4567, 1986.
- [22] Y. Ono, Y. Kimura, Y. Ohta, and N. Nishida. Antireflection effect in ultrahigh spatial-frequency holographic relief gratings. *Applied Optics*, 26(6) :1142–1146, 1987.
- [23] ME Motamedi, W.H. Southwell, and W.J. Gunning. Antireflection surfaces in silicon using binary optics technology. *Applied Optics*, 31(22) :4371–4376, 1992.
- [24] D.H. Raguin and G.M. Morris. Antireflection structured surfaces for the infrared spectral region. *Appl. Opt*, 32(7) :1154–1167, 1993.
- [25] L.H. Cescato, E. Gluch, and N. Streibl. Holographic quarterwave plates. *Appl. Opt*, 29(22) :3286–3290, 1990.
- [26] D.C. Flanders. Submicrometer periodicity gratings as artificial anisotropic dielectrics. *Applied Physics Letters*, 42 :492, 1983.
- [27] P. Lalanne, S. Astilean, P. Chavel, E. Cambril, and H. Launois. Blazed binary subwavelength gratings with efficiencies larger than those of conventional é chelette gratings. *Optics Letters*, 23(14) :1081–1083, 1998.
- [28] P. Lalanne, S. Astilean, P. Chavel, E. Cambril, and H. Launois. Design and fabrication of blazed binary diffractive elements with sampling periods smaller than the structural cutoff. *Journal of the Optical Society of America A*, 16(5) :1143–1156, 1999.
- [29] J.N. Mait, D.W. Prather, and M.S. Mirotznik. Design of binary subwavelength diffractive lenses by use of zeroth-order effective-medium theory. *Journal of the Optical Society of America A*, 16(5) :1157–1167, 1999.
- [30] C. Sauvan, P. Lalanne, and M.S.L. Lee. Broadband blazing with artificial dielectrics. *Optics Letters*, 29(14) :1593–1595, 2004.
- [31] M. Flury. *Conception et fabrication d'Éléments Optiques Diffractifs (E.O.D.) pour la mise en forme de faisceaux laser de puissance*. PhD thesis, Université Louis Pasteur - Strasbourg I, février 2002.
- [32] S. Adachi. Optical dispersion relations for gap, gaas, gasb, inp, inas, insb, al x ga 1-x as, and in 1-x ga x as y p 1-y. *Journal of Applied Physics*, 66(12) :6030–6040, 1989.
- [33] H. Shi, C. Wang, C. Du, X. Luo, X. Dong, and H. Gao. Beam manipulating by metallic nano-slits with variant widths. *Optics Express*, 13(18) :6815–6820, 2005.
- [34] J. W. Goodman. *Introduction à l'optique de Fourier et à l'holographie*. Masson & Cie, 1972.

-
- [35] J. M. Lamarre and J. Charlier. Advances in infrared and sub-millimeter filters. *Advances in Space Research*, 2(4) :79–84, 1982.
- [36] K.F. Renk and L. Genzel. Interference filters and Fabry-Perot interferometers for the far infrared. *Appl. Opt.*, 1(5) :643–648, 1962.
- [37] A. Mitsuishi, Y. Otsuka, S. Fujita, and H. Yoshinaga. Metal mesh filters in the far infrared region. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 9 :574–577, 1963.
- [38] P. Vogel and L. Genzel. Transmission and reflection of metallic mesh in the far infrared. *Infrared Physics*, 4(4) :257–262, December 1964.
- [39] R. Ulrich. Far-infrared properties of metallic mesh and its complementary structure. *Infrared Physics*, 7(1) :37–50, March 1967.
- [40] R. Ulrich. Effective low-pass filters for far infrared frequencies. *Infrared Physics*, 7(2) :65–74, June 1967.
- [41] G. D. Holah and J. P. Auton. Interference filters for the far infrared. *Infrared Physics*, 14(3) :217–229, September 1974.
- [42] R.K. Garg and M.M. Pradhan. Far-infrared characteristics of multi-element interference filters using different grids. *Infrared Physics*, 18(4) :293–298, July 1978.
- [43] C. T. Cunningham. Resonant grids and their use in the construction of submillimetre filters. *Infrared Physics*, 23(4) :207–215, July 1983.
- [44] S. T. Chase and R. D. Joseph. Resonant array bandpass filters for the far infrared. *Appl. Opt.*, 22(11) :1775–1779, June 1983.
- [45] H.A. Bethe. Theory of diffraction by small holes. *Phys. Rev.*, 66 :163–182, 1944.
- [46] H.F. Ghaemi, T. Thio, D.E. Grupp, T.W. Ebbesen, and H.J. Lezec. Surface plasmons enhance optical transmission through subwavelength holes. *Physical Review B*, 58(11) :6779–6782, 1998.
- [47] T.J. Kim, T. Thio, TW Ebbesen, DE Grupp, and HJ Lezec. Control of optical transmission through metals perforated with subwavelength hole arrays. *Optics Letters*, 24(4) :256–258, 1999.
- [48] T. Thio, HF Ghaemi, HJ Lezec, PA Wolff, and TW Ebbesen. Surface-plasmon-enhanced transmission through hole arrays in cr films. *Journal of the Optical Society of America B*, 16(10) :1743–1748, 1999.
- [49] H. Reather. *Surface plasmon*. Springer, Berlin, 1988.
- [50] D.E. Grupp, H.J. Lezec, T.W. Ebbesen, K.M. Pellerin, and T. Thio. Crucial role of metal surface in enhanced transmission through subwavelength apertures. *Applied Physics Letters*, 77 :1569, 2000.
- [51] L. Martín-Moreno, FJ García-Vidal, HJ Lezec, KM Pellerin, T. Thio, JB Pendry, and TW Ebbesen. Theory of extraordinary optical transmission through subwavelength hole arrays. *Physical Review Letters*, 86(6) :1114–1117, 2001.
- [52] H. Liu and P. Lalanne. Microscopic theory of the extraordinary optical transmission. *Nature*, 452 :728–731, 10 April 2008.
- [53] L. Moreno and F. García-Vidal. Optical transmission through circular hole arrays in optically thick metal films. *Optics Express*, 12(16) :3619–3628, 2004.
- [54] L. Martín-Moreno and FJ Garcia-Vidal. Minimal model for optical transmission through holey metal films. *J. Phys. : Condens. Matter*, 20(304214) :13pp, 2008.

- [55] L. Mashev and E. Popov. Zero order anomaly of dielectric coated gratings. *Optics Communications*, 55(6) :377–380, 1985.
- [56] S. Peng and G.M. Morris. Resonant scattering from two-dimensional gratings. *J. Opt. Soc. Am. A*, 13(5) :993–1005, 1996.
- [57] 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(6) :1136–1144, 2002.
- [58] A.L. Fehrembach and A. Sentenac. Study of waveguide grating eigenmodes for unpolarized filtering applications. *Journal of the Optical Society of America A*, 20(3) :481–488, 2003.
- [59] A.L. Fehrembach and A. Sentenac. Unpolarized narrow-band filtering with resonant gratings. *Applied Physics Letters*, 86 :121105, 2005.
- [60] 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(15) :2269–2271, 2007.
- [61] R. Magnusson and S.S. Wang. New principle for optical filters. *Appl. Phys. Lett.*, 61(9) :1022–1024, 1992.
- [62] S.S. Wang and R. Magnusson. Design of waveguide-grating filters with symmetrical line shapes and low sidebands. *Opt. Lett.*, 19(12) :919, 1994.
- [63] R. Magnusson and S.S. Wang. Transmission bandpass guided-mode resonance filters. *Appl. Opt.*, 34(35) :8106–8109, 1995.
- [64] S. Tibuleac and R. Magnusson. Reflection and transmission guided-mode resonance filters. *Journal of the Optical Society of America A*, 14(7) :1617–1626, 1997.
- [65] D.L. Brundrett, E.N. Glytsis, and T.K. Gaylord. Normal-incidence guided-mode resonant grating filters : design and experimental demonstration. *Opt. Lett.*, 23(9) :700–702, 1998.
- [66] K. Hane, T. Kobayashi, F.R. Hu, and Y. Kanamori. Variable optical reflectance of a self-supported Si grating. *Appl. Phys. Lett.*, 88(14) :141109, 6 April 2006.
- [67] R. Gómez-Medina, M. Laroche, and J.J. Sáenz. Extraordinary optical reflection from sub-wavelength cylinder arrays. *Optics Express*, 14(9) :3730–3737, 2006.
- [68] Marine Laroche, Silvia Albaladejo, Raquel Gómez-Medina, and Juan José Sáenz. Tuning the optical response of nanocylinder arrays : an analytical study. *Phys. Rev. B*, 74(24) :245422, 18 December 2006.
- [69] J.S. Ye, Y. Kanamori, F.R. Hu, and K. Hane. Rigorous reflectance performance analysis of Si₃N₄ self-suspended subwavelength gratings. *Opt. Comm.*, 270(2) :233–237, February 2007.
- [70] R.W. Wood. Diffraction gratings with controlled groove form and abnormal distribution of intensity. *Phil. Mag*, 23(134) :310–317, 1912.
- [71] R.W. Wood. Anomalous diffraction gratings. *Physical Review*, 48(12) :928–936, 1935.
- [72] U. Fano. The theory of anomalous diffraction gratings and of quasi-stationary waves on metallic surfaces (sommerfeld’s waves). *J. Opt. Soc. Am.*, 31 :213–222, 1941.
- [73] A. Hessel and AA Oliner. A new theory of wood’s anomalies on optical gratings. *Appl. Opt.*, 4(10) :1275, 1965.
- [74] D. Maystre and M. Nevier. Quantitative theoretical study of the plasmon anomalies of diffraction gratings. *Journal of Optics*, 8 :165–174, 1977.

-
- [75] S. Collin, F. Pardo, R. Teissier, and J.-L. Pelouard. Strong discontinuities in the complex photonic band structure of transmission metallic gratings. *Physical Review B*, 63(3) :33107, 2001.
- [76] E. Moreno, L. Martín-Moreno, and F.J. García-Vidal. Extraordinary optical transmission without plasmons : the s-polarization case. *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics*, 8(4) :S94–S97, 2006.
- [77] S. Collin, F. Pardo, R. Teissier, and J. Pelouard. Horizontal and vertical surface resonances in transmission metallic gratings. *J. Opt. A : Pure Appl. Opt.*, 4 :154–160, 2002.
- [78] D.W. Keith, C.R. Ekstrom, Q.A. Turchette, and D.E. Pritchard. An interferometer for atoms. *Physical Review Letters*, 66(21) :2693–2696, 1991.
- [79] D.W. Keith, R.J. Soave, and M.J. Rooks. Free-standing gratings and lenses for atom optics. *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 9 :2846, 1991.
- [80] J.M. Carter, D.B. Olster, M.L. Schattenburg, A. Yen, and H.I. Smith. Large-area, free-standing gratings for atom interferometry produced using holographic lithography. *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 10 :2909, 1992.
- [81] T.A. Savas, S.N. Shah, M.L. Schattenburg, J.M. Carter, and H.I. Smith. Achromatic interferometric lithography for 100-nm-period gratings and grids. *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 13(6) :2732–2735, 1995.
- [82] T.A. Savas, M.L. Schattenburg, J.M. Carter, and H.I. Smith. Large-area achromatic interferometric lithography for 100 nm period gratings and grids. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 14(6) :4167–4170, 1996.
- [83] A.M. Haghiri-Gosnet, F. Rousseaux, B. Kebabi, F.R. Ladan, C. Mayeux, A. Madouri, D. Decanini, J. Bourneix, F. Carcenac, H. Launois, et al. A 100-nm patterned x-ray mask technology based on amorphous sic membranes. *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 8 :1565, 1990.
- [84] C.K. Malek, A. Madouri, J. Susini, M. Ouahabi, and R. Rivoira. Semitransparent soft x-ray multilayer mirrors. *Optical Engineering (ISSN 0091-3286)*, 29, 1990.
- [85] A.M. Haghiri-Gosnet, C. Vieu, G. Simon, F. Carcenac, A. Madouri, Y. Chen, F. Rousseaux, and H. Launois. Fabrication of sub-30 nm masks for x-ray nanolithography. *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 13 :3066, 1995.
- [86] A.L. Biance, J. Gierak, É. Bourhis, A. Madouri, X. Lafosse, G. Patriarche, G. Oukhaled, C. Ulysse, J.C. Galas, Y. Chen, et al. Focused ion beam sculpted membranes for nanoscience tooling. *Microelectronic Engineering*, 83(4-9) :1474–1477, 2006.
- [87] M.G. el Hak. *The MEMS handbook*. Boca Raton, FL : CRC Press, 2002.
- [88] S. Franssila. *Introduction to Microfabrication*. Wiley, 2004.
- [89] M. Laroche, S. Albaladejo, R. Carminati, and J.J. Sáenz. Optical resonances in one-dimensional dielectric nanorod arrays : field-induced fluorescence enhancement. *Optics Letters*, 32(18) :2762–2764, 2007.
- [90] M. Robertson-Tessi, R.J. Wild, A.D. Cronin, and T. Savas. Cleaning silicon nitride gratings with liquid immersion. *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 24 :1409, 2006.

- [91] U. Fano. Effects of configuration interaction on intensities and phase shifts. *Physical Review*, 124(6) :1866–1878, 1961.
- [92] C. Genet, MP van Exter, and JP Woerdman. Fano-type interpretation of red shifts and red tails in hole array transmission spectra. *Optics Communications*, 225(4-6) :331–336, 2003.
- [93] S. Fan, W. Suh, and JD Joannopoulos. Temporal coupled-mode theory for the Fano resonance in optical resonators. *Journal of the Optical Society of America A*, 20(3) :569–572, 2003.
- [94] M. Sarrazin, J.P. Vigneron, and J.M. Vigoureux. Role of Wood anomalies in optical properties of thin metallic films with a bidimensional array of subwavelength holes. *Physical Review B*, 67(8) :85415, 2003.
- [95] S. Bandopadhyay, B. Dutta-Roy, and H.S. Mani. Understanding the Fano resonance through toy models. *American Journal of Physics*, 72 :1501, 2004.
- [96] P. Lalanne, C. Sauvan, JP Hugonin, JC Rodier, and P. Chavel. Perturbative approach for surface plasmon effects on flat interfaces periodically corrugated by subwavelength apertures. *Physical Review B*, 68(12) :125404, 2003.
- [97] J.D. Jackson. *Classical Electrodynamics (2d ed. ; New York)*. Wiley, 1975.
- [98] F. Marquier. *Interaction des ondes de surface avec des microstructures périodiques. Emission thermique cohérente et transmission résonante*. PhD thesis, Ecole Centrale Paris, octobre 2004.
- [99] F. Marquier, J.-J. Greffet, S. Collin, F. Pardo, and J.-L. Pelouard. Resonant transmission through a metallic film due to coupled modes. *Optics Express*, 13(1) :70–76, 2005.
- [100] E. Popov, L. Mashev, and D. Maystre. Theoretical study of the anomalies of coated dielectric gratings. *Journal of Modern Optics*, 33(5) :607–619, 1986.
- [101] R. Petit and L.C. Botten. *Electromagnetic Theory of Gratings*. Springer-Verlag, 1980.
- [102] E.D. Palik. *Handbook of Optical Constants of Solids*. Academic Press, 1985.
- [103] W.J. Gunning, J. DeNatale, P. Stupar, R. Borwick, R. Dannenberg, R. Sczupak, and PO Pettersson. Adaptive focal plane array : an example of MEMS, photonics, and electronics integration. *Proceedings of SPIE*, 5783 :366, 2005.
- [104] C.A. Musca, J. Antoszewski, K.J. Winchester, A.J. Keating, T. Nguyen, K. Silva, J.M. Dell, L. Faraone, P. Mitra, J.D. Beck, et al. Monolithic integration of an infrared photon detector with a MEMS-based tunable filter. *Electron Device Letters, IEEE*, 26(12) :888–890, 2005.
- [105] J. Antoszewski, KJ Winchester, AJ Keating, T. Nguyen, K. Silva, H. Huang, CA Musca, JM Dell, L. Faraone, P. Mitra, et al. A monolithically integrated HgCdTe SWIR photo-detector and tunable MEMS-based optical filter. *Proceedings of SPIE*, 5783 :719, 2005.
- [106] G. Lammel, S. Schweizer, S. Schiesser, and P. Renaud. Tunable optical filter of porous silicon as key component for a MEMS spectrometer. *Microelectromechanical Systems, Journal of*, 11(6) :815–828, 2002.
- [107] J.C. Peyrard. Prospective sur les besoins « défense » en détecteurs infrarouge. *Comptes rendus. Physique*, 4(10) :1077–1082, 2003.
- [108] S. Rommeluere. *Intégration d'un micro-spectromètre statique par transformée de Fourier sur un plan focal infrarouge*. PhD thesis, Université Paris-Sud 11, 2007.

-
- [109] S. Rommeluère, R. Haïdar, N. Guérineau, J. Deschamps, E. De Borniol, A. Million, JP Chamonal, and G. Destefanis. Single-scan extraction of two-dimensional parameters of infrared focal plane arrays utilizing a fourier-transform spectrometer. *Applied Optics*, 46(9) :1379–1384, 2007.
- [110] Y. Ferrec. *Spectro-imagerie aéroportée par transformation de Fourier avec un spectromètre statique à décalage latéral : réalisation et mise en oeuvre*. PhD thesis, Université Paris-Sud 11, juillet 2008.
- [111] S. Ogata, J. Ishida, and T. Sasano. Optical sensor array in an artificial compound eye. *Optical Engineering*, 33 :3649, 1994.
- [112] J.S. Sanders and C.E. Halford. Design and analysis of apposition compound eye optical sensors. *Optical Engineering*, 34 :222, 1995.
- [113] J. Tanida, T. Kumagai, K. Yamada, S. Miyatake, K. Ishida, T. Morimoto, N. Kondou, D. Miyazaki, and Y. Ichioka. Thin observation module by bound optics (tombo) : concept and experimental verification. *Appl. Opt*, 40(11) :1806–1813, 2001.
- [114] J. Duparré, P. Dannberg, P. Schreiber, A. Bräuer, and A. Tünnermann. Artificial apposition compound eye fabricated by micro-optics technology. *Applied Optics*, 43(22) :4303–4310, 2004.
- [115] J. Duparré, P. Dannberg, P. Schreiber, A. Bräuer, and A. Tünnermann. Thin compound-eye camera. *Applied Optics*, 44(15) :2949–2956, 2005.
- [116] J. Tanida, R. Shogenji, Y. Kitamura, K. Yamada, M. Miyamoto, and S. Miyatake. Color imaging with an integrated compound imaging system. *Optics Express*, 11(18) :2109–2117, 2003.
- [117] R. Shogenji, Y. Kitamura, K. Yamada, S. Miyatake, and J. Tanida. Multispectral imaging using compact compound optics. *Optics Express*, 12(8) :1643–1655, 2004.
- [118] G. Druart, N. Guérineau, R. Haïdar, E. Lambert, M. Tauvy, S. Thétas, S. Rommeluère, J. Primot, and J. Deschamps. Multicam : a miniature cryogenic camera for infrared detection. *Proceedings of SPIE*, 6992 :69920G, 2008.
- [119] J. Duparré, P. Schreiber, A. Matthes, E. Pshenay-Severin, A. Bräuer, A. Tünnermann, R. Völkel, M. Eisner, and T. Scharf. Microoptical telescope compound eye. *Optics Express*, 13(3) :889–903, 2005.
- [120] [http ://www.zemax.com/](http://www.zemax.com/).

Résumé

Les interactions lumière-matière à l'échelle sub-longueur d'onde, mettant notamment en jeu l'excitation de plasmons de surface dans les nanostructures métalliques, offrent de nouvelles perspectives pour la conception de systèmes optiques infrarouges. Elles permettent des fonctions optiques innovantes, miniaturisées et intégrables au voisinage d'une puce de détection. Dans le cadre de cette thèse, nous avons exploré deux concepts pour l'infrarouge.

Nous avons proposé de réaliser une transmittance optique modulée spatialement en amplitude et en phase, en utilisant une mosaïque de réseaux métalliques sub-longueurs d'onde de différentes géométries (largeur de fente, période). Les calculs et les mesures de la transmission optique de réseaux individuels, en amplitude et en phase, montrent que le mécanisme non résonant permet une utilisation sur une large bande spectrale. Nous donnons l'exemple de la reconstitution d'une sinusoïde 2D pouvant servir d'objet diffractif dans une application d'analyse de surface d'onde.

Le deuxième concept est basé sur l'exaltation des résonances dans des réseaux métalliques suspendus pour réaliser des filtres spectraux dans les bandes II et III de l'infrarouge. Le développement d'un procédé de fabrication original a permis d'obtenir des membranes percées de grandes dimensions. Une transmission optique quasi-totale a été mise en évidence, conformément aux prédictions théoriques. Les résultats obtenus à l'aide d'une micro-caméra multi-voies intégrant une matrice de 11 filtres opérant sur la bande II (2,5 μm - 5 μm) confirment le potentiel des réseaux sub-longueurs d'onde pour des applications de spectro-imagerie.

Abstract

Surface plasmon polaritons in metallic nanostructures where light-matter interaction occurs at the sub-wavelength scale, open up new horizons in infrared optics such as new optical functions with miniaturized devices integrated in the detector vicinity. In this frame, two concepts were studied in this thesis.

We first aimed at realizing an optical transmittance whose magnitude and phase vary spatially, using a mosaic of sub-wavelength gratings with different geometries (slit width, period). The optical transmitted phase and magnitude through individual gratings were calculated and measured. Both results are in excellent agreement and show that the involved non-resonant transmission leads to a wide spectral response. As an example, the synthesis of a 2D-sinusoidal transmittance is proposed as the diffractive element in a Quadri-Wave Lateral Shearing Interferometer for the wave front measurement.

The second concept is based on resonance exaltation in free-standing metallic gratings to realize mid infrared spectral filters. A specific fabrication process was developed to obtain wide area drilled-membranes. Transmission peaks larger than 80% were measured, in excellent agreement with theoretical predictions. A multi-channel device composed of eleven of these filters (2.5 - 5 μm range) was integrated into a micro-camera. The analysis of the first images confirm the great potential of the sub-wavelength gratings for spectro-imaging applications.

