



**HAL**  
open science

# Apport de la modélisation à base d'une décomposition modale ou harmonique dans le domaine de la photonique

A. Morand

► **To cite this version:**

A. Morand. Apport de la modélisation à base d'une décomposition modale ou harmonique dans le domaine de la photonique. Optique / photonique. Université de Grenoble, 2012. tel-01067424

**HAL Id: tel-01067424**

**<https://theses.hal.science/tel-01067424v1>**

Submitted on 23 Sep 2014

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

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

## RAPPORT

Pour obtenir le grade d'

## HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES

Comité d'évaluation ELESA

Présentée par

**Alain MORAND**

Travaux de recherche réalisés au sein du laboratoire  
IMEP LAHC

# Apport de la modélisation à base d'une décomposition modale ou harmonique dans le domaine de la photonique

soutenue publiquement le « **23 novembre 2012** »,  
devant le jury composé de :

**Frédérique DE FORNEL**

Directeur de Recherche CNRS à Dijon (Rapporteur)

**Gilles RENVERSEZ**

Professeur à l'Université d'Aix-Marseille (Rapporteur)

**Eric CASSAN**

Professeur à l'Université d'Orsay de Paris (Rapporteur)

**Xavier LETARTRE**

Directeur de Recherche CNRS à Lyon (Membre)

**Pascal XAVIER**

Professeur à l'UJF de Grenoble (Président)

**Pierre BENECH**

Professeur à l'INP de Grenoble (Membre)



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Contexte : les micro-résonateurs optiques</b>	<b>2</b>
<b>2</b>	<b>Modélisation de la propagation de structures cartésiennes</b>	<b>9</b>
2.1	AFMM-2D . . . . .	9
2.2	Application SWIFTS . . . . .	11
2.2.1	Principe . . . . .	12
2.2.2	Modélisation du spectromètre . . . . .	13
2.2.3	Réalisation du spectromètre . . . . .	18
<b>3</b>	<b>Structures cylindriques 2D non résonantes</b>	<b>21</b>
3.1	AFMM-2D associée à une transformée conforme . . . . .	21
3.2	Application LLIFTS . . . . .	23
<b>4</b>	<b>Cavité résonante 2D</b>	<b>29</b>
4.1	Microdisque . . . . .	29
4.2	Couplage Microdisque-Guide . . . . .	33
4.3	Applications : structures passives SOI . . . . .	35
4.4	Microgear . . . . .	37
<b>5</b>	<b>Cavité résonante 3D</b>	<b>40</b>
5.1	EIM . . . . .	40
5.2	AFMM-Cylindrique . . . . .	41
5.2.1	Principe de la méthode . . . . .	41
5.2.2	Validation expérimentale . . . . .	43
5.3	Application : photoluminescence de microdisques de silice dopé Erbium . . . . .	45
5.4	Application : microdisque à fente . . . . .	46
<b>6</b>	<b>Perspectives</b>	<b>50</b>
6.1	Evolution de l'AFMM-2D . . . . .	50
6.2	Vers l'AFMM-3D . . . . .	57
6.3	Interaction avec des nanoparticules . . . . .	65
<b>7</b>	<b>Conclusion</b>	<b>69</b>
<b>A</b>	<b>Curriculum Vitae</b>	<b>81</b>
<b>B</b>	<b>5 Publications représentatives des travaux présentés dans ce rapport</b>	<b>94</b>

# Chapitre 1

## Contexte : les micro-résonateurs optiques

Ces dix dernières années, d'importants développements technologiques dans le domaine de la photonique ont eu lieu. Il existe désormais de nombreuses configurations pour réaliser des guides en optique intégrée. Il y eut notamment une grande avancée pour la réalisation de structures avec un contraste d'indice de réfraction important ( $SiO_2/air$ ,  $InP/Air$ ,  $Si/SiO_2$  par exemple). Ces structures ont permis d'avoir des modes optiques très confinés. Ainsi, grâce à cette propriété, des résonateurs micrométriques avec des coefficients de qualité très élevés ont pu être réalisés. Cette particularité donne accès à des phénomènes physiques nouveaux ou non intégrables auparavant. Voici une liste non exhaustive de ces propriétés :

1. **Interconnexions optiques** : la photonique sur silicium est devenue un axe important de recherche notamment pour son intégration avec des circuits microélectroniques. De grands groupes de recherche [1, 3, 6, 5, 10] travaillent sur le développement de cette technologie notamment pour réaliser les modules optiques élémentaires pour assurer l'émission, la transmission, le traitement et la réception du signal. Une partie de ces modules est désormais maîtrisée : les guides optiques ont maintenant de faibles pertes de propagation. Il existe différentes solutions pour coupler des fibres avec ces guides intégrés [7]. Plusieurs stratégies sont possibles pour moduler la lumière [17]. De plus, l'apport du Germanium permet aussi de réaliser des détecteurs rapides [11, 12]. Enfin, il est aussi possible d'utiliser des systèmes optiques avec plusieurs longueurs d'ondes optiques en utilisant notamment des multiplexeurs ou des démultiplexeurs en longueurs d'ondes [13]. L'intégration de sources tout silicium utilisant un pompage électrique n'a pas encore été démontrée, mais des solutions hybrides avec des composants III-V sont maintenant proposées [8, 2]. Les cavités résonantes peuvent être utilisées dans plusieurs de ces structures principalement des structures en anneau ou en microdisque soit pour les sources [9], pour les modulateurs [18] le multiplexage ou le démultiplexage [14].
2. **Electrodynamique quantique en cavité** : lorsque l'on couple un émetteur à deux niveaux dans une cavité optique, ses propriétés d'émission sont fortement modifiées [19]. En effet, la cavité modifie la densité électromagnétique de modes (guidés, rayonnés et évanescents) vus par l'émetteur ce qui affecte directement son émission spontanée (durée de vie et rayonnement spatial). Pour cela, il est nécessaire d'avoir une cavité optique avec un fort coefficient de qualité conduisant à un grand temps de vie du photon dans le mode de la cavité. Ceci permet d'avoir de multiples interactions entre le photon et l'émetteur. L'amplitude maximum du mode optique associé à son confinement : des cavités avec un faible volume de mode permettent d'accentuer ces interactions qui dépendent aussi de l'amplitude du dipole électrique (moment dipolaire). Suivant l'importance du couplage entre l'émetteur - mode de la cavité et de son contrôle en fréquence, différents états peuvent apparaître. Avec un couplage faible, si la fréquence de l'émetteur ne coïncide pas avec celle du mode de la cavité, l'émetteur verra une densité de modes plus faible que celle observée dans l'espace libre ce qui induit une limitation de son émission spontanée. Dans le cas contraire, la synchronisation de la fréquence de l'émetteur avec la fréquence de résonance de la cavité va augmenter son émission spontanée sur le mode de la cavité [24]. C'est l'effet Purcell. Maintenant si le couplage est fort, l'émission spontanée devient un processus réversible appelée oscillation de Rabi qui correspond à un échange cohérent du photon de la cavité absorbé puis émis de nouveau par l'émetteur [20, 21, 22]. Tous ces

phénomènes sont à l'origine de concepts fondamentaux nouveaux comme le contrôle de l'émission d'un émetteur unique associé à une cavité résonante quasi monomode. Il est possible d'envisager des microlasers à très bas seuil ou des sources à photon unique qui pourraient avoir des applications dans les structures photoniques intégrées [23].

3. **Sources lasers à effet Raman :** les micro-lasers à effet Raman ont une place particulière dans la famille des lasers. L'utilisation de l'effet Raman, permet de fabriquer un laser sans l'adjonction de matériau "amplificateur" mais en utilisant les propriétés structurales du milieu dans lequel se propage la lumière (la silice ou le silicium par exemple). L'effet Raman est un phénomène non linéaire du troisième ordre dans lequel un photon est absorbé puis réémis par l'intermédiaire d'un état électronique intermédiaire. Cet état provient de l'interaction acoustique de l'atome avec ses voisins. Pour quitter cet état, l'électron cède ou prend de l'énergie aux modes de vibration du réseau cristallin ou de la matrice amorphe du matériau sous la forme d'un phonon. Dans le cas où l'électron cède de l'énergie, on assiste à une diffusion. Il en résulte une raie d'émission décalée dans le rouge (faible énergie) que l'on appelle raie de Stokes. Lorsque l'électron absorbe l'énergie d'un phonon, il engendre un photon de haute énergie caractérisé par une raie décalée dans le bleu appelée raie anti-Stokes. L'effet Raman est un phénomène de faible ampleur dans la silice. Dans les fibres optiques, plusieurs dizaines de mètres de propagation sont ainsi nécessaires pour l'étudier. Pour fabriquer un laser Raman, il faut donc une cavité avec un facteur de qualité tel que la lumière parcourt plusieurs mètres à l'intérieur avant de sortir. De plus, il faut que la cavité supporte des puissances de pompe très élevées, pour des champs très confinés. On peut alors observer le phénomène de diffusion Raman stimulée. Ce phénomène de Raman stimulé permet de convertir un signal de pompe en un signal cohérent à la fréquence de Stokes par exemple comme dans un laser. L'élaboration de lasers Raman est très intéressante puisqu'elle permet d'utiliser le même matériau sans ajout supplémentaire pour obtenir un effet laser.
4. **Couplage opto-mécanique :** Une caractéristique de l'interaction lumière ou flux de photons avec une interface est l'apparition d'une pression de radiation qui est proportionnelle au flux de photons arrivant sur cette interface. Un faisceau laser de 1 W permet d'obtenir un flux de photons moyen de  $10^{18}$  photons par seconde ce qui donne une force de recul moyenne de l'ordre de quelques nanonewtons. L'utilisation de résonateurs optiques avec un fort coefficient de qualité permet d'augmenter dans le même ordre de grandeur l'intensité contenue dans le résonateur et dans le même temps la pression de radiation exercée sur les interfaces induisant la réflexion des photons. Si maintenant, on injecte un signal optique à la résonance, la condition de phase de la résonance peut être modifiée d'une manière mécanique. En effet, la pression de radiation peut modifier la distance parcourue par les photons [15, 27]. La sensibilité est maximale à la résonance. En mesurant cette variation qui peut être convertie en intensité, on est alors capable de mesurer des déplacements très inférieurs à la longueur d'onde limitée par le bruit quantique de la lumière (bruit de photon). Ainsi en utilisant des résonateurs optiques de faibles tailles et pouvant vibrer mécaniquement comme les microtores ou les microdisques sur piedestal, il a été montré qu'il était possible de transférer l'énergie optique sous la forme d'énergie mécanique (couplage entre l'oscillateur optique et l'oscillateur mécanique avec des fréquences de résonance de l'ordre d'une dizaine de MHz). Il est alors possible de caractériser un mode mécanique à  $\Omega_m$  ainsi que le bruit thermique associé à ces vibrations à température ambiante. Il est ensuite possible de favoriser un type de phonons lié à une résonance mécanique. En effet, un signal de pompe optique à  $\omega_0$  peut générer dans cette zone de couplage deux fréquences distinctes, un pic de Stokes  $\omega_0 - \Omega_m$  et un pic anti-Stokes  $\omega_0 + \Omega_m$ . Pour cela, la fréquence de la pompe doit être désaccordée et inférieure à celle de la résonance optique. Maintenant si la fréquence  $\omega_0 + \Omega_m$  est située au maximum de la résonance optique, on favorise alors la résonance anti-Stokes par effet stimulé. Il est alors possible de "refroidir" le résonateur mécanique en réduisant le nombre de phonons participant à l'agitation thermique et d'atteindre des états quantiques de ce même oscillateur [26]. Ces effets peuvent aussi avoir des applications dans des domaines moins fondamentaux comme le déplacement mécanique [16] ou la mesure de force [25].
5. **Détection de nanoparticules :** récemment des travaux ont montré qu'il était possible de détecter des nanoparticules de KCl d'un rayon de 50 nm à 200 nm avec des micro-résonateurs possédant un fort coefficient de qualité comme les microtores [28]. Pour cela, les auteurs ont utilisé une fibre étirée placée à proximité d'un microtore. Ils ont ainsi créé un filtre réjecteur de fréquence en excitant la

structure avec une onde propagative. La fonction de filtrage obtenue est caractérisée par un pic d'une largeur à mi-hauteur  $\kappa$ . Ceci est vrai si la structure est parfaitement circulaire. Lorsqu'une nanoparticule ou un nano défaut apparaît sur la surface du microtore où se propage le mode, ceci induit une diffusion de lumière dans l'espace libre et une excitation du mode contra-propagatif. Une levée de dégénérescence apparaît alors entre deux modes stationnaires orthogonaux spatialement. Le spectre est alors caractérisé cette fois-ci par un doublet de pics. La largeur du pic augmente. De plus, le défaut induit des pertes supplémentaires et devient  $\kappa + \gamma$ . La distance entre les deux pics du doublet est appelée  $g$ . On peut montrer alors qu'en mesurant les deux paramètres  $g$  et  $\gamma$ , on peut détecter ce nano défaut ou cette nanoparticule quelque soit la puissance du mode de galerie choisie et quelque soit la position de la particule autour de ce mode. Pour cela, il suffit de connaître seulement l'indice de réfraction de la particule. Ce phénomène qui était auparavant une contrainte pour d'autres applications devient ici un véritable atout pour la mesure de nanoobjet. Des microrésonateurs à fort coefficient de qualité sont nécessaires pour pouvoir observer le doublet, en effet il faut avoir la condition suivante :  $\kappa + \gamma < g$ . Une meilleure connaissance des modes de ce résonateur doit permettre une optimisation de ce procédé de mesure.

Pour obtenir une de ces propriétés, il existe plusieurs types de résonateurs suivant le type de matériau utilisé par exemple. Sur la figure 1.1, sept familles de micro-cavités les plus connues sont présentées :

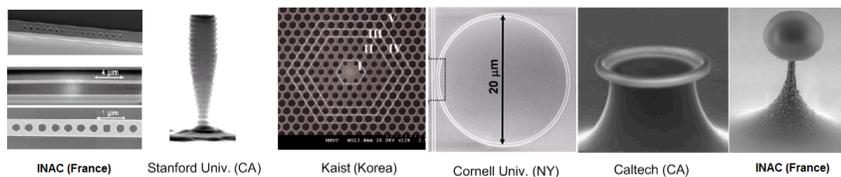


FIGURE 1.1 – Différents micro-résonateurs.

1. La première famille de cavités est utilisée dans les VCSELs (pour Vertical Cavity Surface Emitting Laser) ou micro-pilier. Ces cavités font partie de la famille des cavités Fabry-Pérot et des cavités à miroir de Bragg. Pour ces cavités, le confinement latéral est réfractif, c'est à dire que la lumière se réfléchit aux interfaces semi-conducteur/air par réflexion totale. Le confinement vertical est assuré grâce aux miroirs de Bragg. C'est un confinement diffractif. La loi de Bragg indique qu'une succession de couches diélectriques de deux natures différentes et d'épaisseur  $\frac{\lambda}{4n}$  (Avec  $n$  l'indice de réfraction de la couche) constitue un miroir. Plus le nombre de couches augmente meilleure est la réflectivité. Les micro-piliers permettent donc de fabriquer des résonateurs avec de très bons facteurs de qualité  $Q = 10^3$  et de faibles volumes modaux [29, 24]. Le seul défaut de ces cavités provient de leur géométrie verticale peu compatible avec un couplage planaire. On les rencontre donc plus souvent sous la forme de matrices de lasers couplés directement avec des fibres optiques. Ces cavités sont de bons candidats pour l'électrodynamique quantique. L'émetteur doit alors être loin des parois pour empêcher l'émission non désirée vers l'espace libre.
2. La seconde famille est la cavité Fabry-Pérot linéaire réalisée dans un guide droit confiné. En utilisant un substrat de SOI (Silicon on Insulator), il a été montré qu'il était possible de réaliser des miroirs de Bragg avec une série de trous périodiques. En jouant sur la forme des trous le long de la propagation, il peut exister un couplage adiabatique entre le mode de la cavité et le mode du guide confiné sans trou [30]. Des coefficients de qualité de l'ordre de 60000 ont été mesurés sur des substrats SOI avec un volume modal de  $0.6(\lambda/n)^3$ . D'autres groupes ont récemment proposés des structures similaires en forme d'échelle qui permettent elles aussi d'atteindre de forts coefficients de qualité.
3. La troisième famille de résonateurs est celle des cristaux photoniques. Ce sont des structures utilisant la réflexion de Bragg sur deux[31] ou trois[32, 34] dimensions. Les cavités à cristaux photoniques peuvent atteindre des facteurs de qualité record de 600 000 pour les récents résultats du groupe de Noda [33]. Elles permettent également d'avoir les plus petits volumes de modes optiques réalisés à ce jour, tout en étant parfaitement compatibles avec une intégration planaire et un couplage avec

des guides. Toujours en jouant sur la géométrie des trous autour du défaut, on peut améliorer l'efficacité de la cavité pour atteindre des coefficients de qualité importants.

4. La quatrième famille de résonateurs est celle des disques et des anneaux. Ils supportent des modes de galerie et peuvent atteindre également des facteurs de qualité très élevés  $Q \sim 10^5$  pour un diamètre d'une dizaine de micromètres. En effet, pour ces résonateurs le facteur de qualité augmente avec le diamètre. De ce fait, ils ne présentent pas de faibles volumes de mode mais ont l'avantage d'être totalement compatibles avec une intégration et un couplage planaire.
5. A l'intérieur de cette cinquième famille, un résonateur particulier nommé est le microtore peut être mis en avant. Il est réalisé après la fusion Laser d'un microdisque en Silice sur un piedestal en Silicium. La mauvaise conductivité thermique de la Silice permet de réaliser un tore dont la particularité est d'avoir une rugosité de surface extrêmement faible. Le tore permet alors d'obtenir des facteurs de qualité supérieurs aux cristaux photoniques  $Q \sim 10^8$ . Cependant, les tores actuels ont été fabriqués dans des matériaux de faible indice de réfraction (silice) et possèdent donc des volumes de mode importants. De plus, leur structure en piedestal comme l'indique la figure 1.1, empêche d'intégrer en même temps ces structures avec des guides d'excitation. On utilise en effet des fibres étirées approchées mécaniquement au bord des tores pour exciter les modes de galerie. Néanmoins, ces dernières années il est désormais possible de manipuler le tore et de le poser sur un substrat qui pourrait éventuellement contenir des structures intégrées.
6. Pour finir rappelons rapidement l'existence des sphères de silice qui ont été pendant longtemps réalisées au bout d'une fibre et qui possèdent des facteurs de qualité extrêmes ( $10^{10}$ ). Fabriquées en provoquant la fusion d'une fibre optique, elles permettent de faire propager des modes de galerie aux facteurs de qualités ultimes. Maintenant, il est possible d'isoler une sphère, de choisir sa taille et de les manipuler sur un substrat pour la positionner à un endroit donné ou de créer des chaînes de sphères. Récemment, la maîtrise de la fusion des disques de silice pour la réalisation des tores permet maintenant de réaliser des sphères intégrées sur un substrat et d'atteindre des tailles de sphères extrêmement petites.

L'étendue des applications de ces microrésonateurs m'a fortement attiré. La demande d'outils performants pour modéliser ces structures est devenue assez forte pour me pousser dans cette voie. Durant ma première année en tant que maître de conférences, j'ai travaillé dans le domaine des microondes où j'ai appris à utiliser la TLM [35]. Cet outil permet la modélisation de la propagation de signaux électromagnétiques en 3D. Ces signaux peuvent être des ondes radiofréquences ou des ondes lumineuses. Ayant fait auparavant une thèse dans le domaine de l'optique intégrée, j'ai naturellement changé d'équipe en travaillant sur la thématique de la photonique en 2000 en collaborant étroitement avec Pierre Benech. Alors que les outils commerciaux de FDTD n'étaient pas encore très développés, j'ai commencé mes recherches en appliquant cet outil sur des structures semi-conductrices. Avec Olivier Jacquin en thèse sous la direction de Pierre Benech, nous avons étudié la modélisation de réseaux de Bragg dans des guides réfractifs [36]. Il a été notamment mis en avant les problèmes de profondeur de gravure et d'adaptation de modes entre celui du réseau et celui du guide d'onde. Je me suis ensuite investi sur la modélisation de guides à cristaux photoniques. J'ai participé à des collaborations pour étudier notamment les pertes radiatives d'un guide à cristal photonique 2D sur membrane en mettant en avant que sous certaines conditions ces pertes pouvaient être faibles [38]. Ce travail fut aussi réalisé avec Claire Robinson une stagiaire de l'ENSPG et de l'Imperial College. Suite à ce travail, j'ai participé à deux projets RMNT et ACI pour la modélisation de microdisques ainsi qu'à leur couplage avec un guide adjacent soit pour une application laser ou une application de dé/multiplexeur. Je me suis donc intéressé à ces structures cylindriques du type microdisque, microanneau ou microtore. Ce travail a été fait en co-encadrant Kien Phan Huy en thèse et Bruno Martin en stage de master recherche. Il a été notamment proposé une nouvelle structure de microdisque dentelé dit "microgear" grâce à une année post doctorale de Yohan Désières qui a fait les premières simulations en FDTD. Puis Kien Phan Huy a développé une méthode basée sur une décomposition de Fourier plus rapide et rigoureuse. Ces structures présentent de bons facteurs de qualité avec pour certaines des volumes de modes optiques faibles, compatibles avec une intégration planaire.

Généralement ces structures suivent une certaine forme de symétrie. Les microdisques et les microanneaux peuvent ainsi être représentés avec des coordonnées cylindriques. Dans ce type de repère, il est alors possible dans un premier temps d'utiliser des fonctions de Bessel pour représenter les modes résonants qui parcourent ces structures. De nombreux calculs en 2D sont alors possibles pour décrire la propagation de ces modes ou leur interaction avec un guide par exemple. Les modes de galerie des sphères peuvent être décrits par des fonctions de Bessel sphériques. Dans ce cas, la description se fait complètement en 3D sans recours à des outils numériques spécifiques. Néanmoins, pour modéliser ces objets en 3D avec la possibilité de les compléxifier ou de briser leur symétrie, il est important d'utiliser un outil 3D numérique adapté. Je me suis intéressé à des méthodes modales. Celles-ci permettent en effet d'avoir plus d'informations sur les phénomènes physiques mis en jeu. J'ai notamment porté notre choix sur des méthodes donnant accès à une décomposition en modes propres par l'intermédiaire d'une décomposition en série de Fourier. Initialement, ce type de méthode fut plutôt utilisé pour étudier des structures périodiques notamment des réseaux de Bragg [49, 48, 47]. C'est la RCWA pour Rigorous Couple Wave Analysis. Il y a quelques années Lalanne et Hugonin ont proposé d'appliquer cette méthode sur des structures aperiodiques comme des guides intégrés [46]. La méthode a été développée ainsi en 3D et est présentée sur un autre nom l'AFMM pour Aperiodic Fourier Modal Method. Elle permet de décomposer ces fonctions dans un repère cartésien. On peut alors simuler un grand nombre de structures : des cristaux photoniques 1D [39], 2D [40, 41], des guides d'ondes SOI [42], des résonateurs du type micropilier [43], des modes plasmoniques générés dans une grille métallique [45] ou se propageant dans une fente [44].

Au vu des potentialités de la méthode, j'ai décidé de m'approprier cet outil tout d'abord dans le même type de système de coordonnées en 2D. Ce travail fut initié par Grégory Leblond un stagiaire de master recherche. Comme nous le verrons plus loin, notre propre code nous permet d'obtenir des résultats similaires ce qui fut la première étape avant de développer des études originales sur des structures nouvelles comme un spectromètre intégré. Cette étude concerne le travail de Guillaume Custillon que j'ai encadré en stage de master recherche puis en thèse. Je me suis tout particulièrement intéressé à l'interaction d'un mode guidé faiblement confiné avec un nanobjet métallique. Cet exemple montre tout l'intérêt de cette méthode capable de simuler des objets avec un indice de réfraction complexe et une taille largement inférieure à la taille du mode d'excitation.

J'ai ensuite proposé un nouveau type de développement de cette méthode pour décrire des modes respectant une symétrie cylindrique. Une première solution consiste à utiliser une transformation conforme de la structure pour retrouver les propriétés de l'AFMM en coordonnées cartésiennes. Ces travaux ont été faits durant la thèse de Bruno Martin. Puis une nouvelle solution en cours de développement sera proposée pour modéliser directement la structure dans un repère cylindrique. Cette nouvelle description débouchera alors sur une description 3D de la méthode pouvant modéliser aisément des guides courbes. Ce travail a été poursuivi par une année post doctorale de Bruno Martin puis par Davide Bucci jeune maître de conférences qui a développé le code C++ de la méthode en 3D. Nous poursuivons ensemble ce travail pour améliorer la méthode. J'ai aussi proposé une méthode légèrement différente calculant uniquement des modes résonants dans des structures 3D à symétrie cylindrique. En fixant l'évolution azimutale du mode, on peut aussi utiliser une variante de la méthode précédente 2D en périodisant la structure selon un axe perpendiculaire aux axes radial et azimutal. Ce travail est issu d'une collaboration entre l'INP et l'université de Ferrara au cours de la thèse d'Andréa Armarolli. Il a été montré qu'avec cette méthode, il était possible de simuler des microdisques ou des microanneaux. Il a été aussi montré qu'avec l'ajout d'une fente d'un indice de réfraction plus faible, il était possible d'avoir des volumes de modes plus faibles en utilisant la propriété de confinement des guides à fentes.

Ces activités de recherche sont résumées sur la figure suivante. Cette figure permet de mieux comprendre le déroulement de ces activités ainsi que les intervenants.

Cette figure est complétée par la liste des doctorants que j'ai co-encadré au cours de mes recherches :

1. **Creux Amélie**, co-encadrant de thèse à 80%, "Micro-capteur à base d'un spectromètre de Fourier en optique intégrée sur verre", date de soutenance prévue en octobre 2013.
2. **Custillon Guillaume**, co-encadrant de thèse à 90%, "Etude et réalisation d'un spectrographe en optique intégrée", date de soutenance le 2 décembre 2010, actuellement en post-doc à Grenoble.
3. **Martin Bruno**, co-encadrant de thèse à 90%, "Etude et réalisation d'un spectrographe en optique

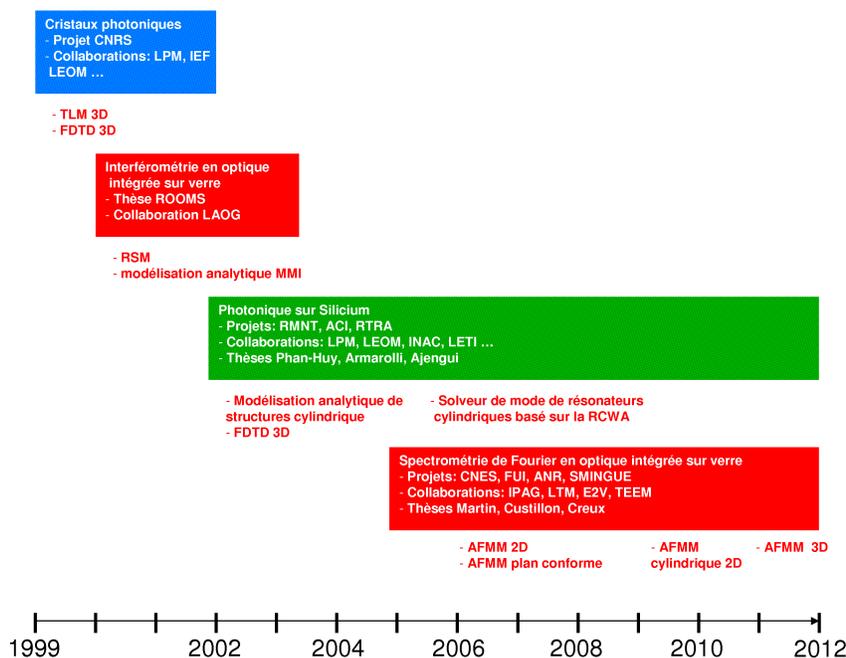


FIGURE 1.2 – Evolution des activités de recherche en photonique depuis la prise du poste.

intégrée", date de soutenance le 11 janvier 2009, actuellement en CDI chez Resolution Spectra System à Grenoble.

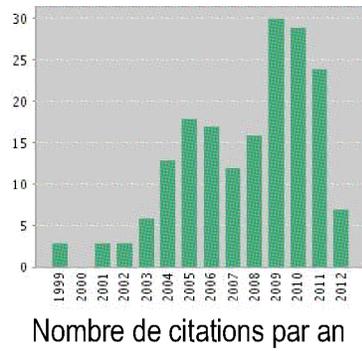
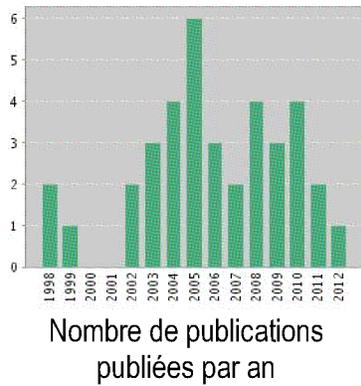
4. **Armaroli Andrea**, co-encadrant de thèse à 35%, en co-tutelle avec l'Université de Ferrara en Italie, "Modélisation et caractérisation de microstructures à fort contraste d'indice", date de soutenance le 14 mars 2008, actuellement en post-doc en Italie.
5. **Ajengui Anis**, co-encadrant de thèse à 70%, "Etude de fonctions d'optique intégrée à base de cristaux photoniques", a débuté sa thèse en 2005 mais a ensuite démissionné en 2008.
6. **Phan-Huy Kien**, co-encadrant de thèse à 90%, "Etude de microstructures utilisant le guidage réfractif à fort confinement de lumière", date de soutenance le 28 octobre 2005, actuellement maître de conférence chez FEMTO-ST à Besançon.
7. **Rooms Frédéric**, co-encadrant de thèse à 90%, "Nouvelles fonctions MMI d'optique intégrée pour des applications en interférométrie astronomique", date de soutenance le 10 décembre 2003, actuellement directeur de ALPAO à Grenoble.

Les activités de recherche citées précédemment ont été financées par différents types de programmes nationaux ou européens. Les projets seront décrits au cours de la description détaillée des différentes activités de recherche. Je préciserai les collaborations avec les autres partenaires des différents projets. Enfin, pour mieux juger mon travail de recherche, je présente sur les figures suivantes un bilan simplifié de ma production scientifique.

La liste complète de mes publications est donnée en annexe de ce document. Voici un résumé de la nature de mes publications depuis ma thèse jusqu'à aujourd'hui. Je préciserai aussi le nombre de publications depuis ma prise de poste en septembre 1999 :

- ● 22 publications dans des revues internationales avec comité de lecture dont 19 depuis septembre 1999.
- ● 32 publications dans des conférences internationales avec comité de lecture dont 28 depuis septembre 1999.
- ● 2 contributions invitées dans une conférence internationale et un GDR.
- ● 2 brevets internationaux dont 1 depuis septembre 1999.

Cette activité se traduit par un h-index de 7. Le nombre de publications écrites par an est le plus souvent supérieur à 2. Ce n'est pas le cas entre les années 1999 et 2000. Cette évolution est due à la prise



Results found: 37  
 Sum of the Times Cited: 181  
 Sum of Times Cited without self-citations : 153  
 Citing Articles: [164](#)  
 Citing Articles without self-citations: [146](#)  
 Average Citations per Item : 4.89  
 h-index : 7

FIGURE 1.3 – Statistique sur les citations de mes publications d’après web of science.

de mon poste. Comme je l’ai dit précédemment, j’ai du m’adapter au cours des premières années à un nouveau de thème de recherche dans la compatibilité électromagnétique. Cette période m’a permis d’utiliser et de maîtriser un outil de simulation 3D, la TLM, que j’ai ensuite utilisé dans le domaine optique à partir de l’année 2000. En effet, à partir de cette date j’ai changé de thématique pour effectuer mes recherches dans la photonique. Le nombre de publications en 2005 est le plus important. Ces publications sont issues de deux projets importants sur les microdisques sur Si ou sur InP initiés en 2001.

Les résultats de ces recherches seront présentés en détails dans les chapitres I à V. Les derniers développements en cours seront quant à eux présentés dans le chapitre VI. Je décrirai plus particulièrement les perspectives de ces recherches que ce soit dans le domaine des modélisations numériques mais aussi dans les futurs applications qui peuvent être décrites avec cette méthode.

## Chapitre 2

# Modélisation de la propagation de structures cartésiennes

Pour modéliser le plus rigoureusement possible, des guides en optique intégrée, l'utilisation de méthodes basées sur une décomposition d'harmoniques apporte de nombreux avantages. En effet, l'ensemble des modes (guidés, rayonnés et évanescents) est pris en compte. Ces méthodes sont bidirectionnelles. Et une multitude de matériaux peut être choisie en introduisant une permittivité et une perméabilité complexes (anisotrope, magnétique, à pertes ...). On peut modéliser aussi bien des structures périodiques à l'infini qu'apériodique comme un simple guide droit. Les applications visées nécessitent souvent ce type de modélisation. Notre choix s'est donc porté sur l'AFMM-2D (Aperiodic Fourier Modal Method) présenté dans la section suivante.

### 2.1 AFMM-2D

Cette méthode a été proposée et développée par P. Lalanne et al. [46]. Les décompositions en harmoniques de structures lamellaires étaient connues depuis longtemps mais appliquées seulement sur les structures périodiques et sous le nom de RCWA (Rigorous Coupled Waves Analysis) [47, 48, 49]. Dans ce cas, pour simuler un guide seul, on périodise le guide dans la direction perpendiculaire à la propagation en définissant au préalable une fenêtre de calcul dont la taille est la période. De cette manière, il est possible de décomposer en série de Fourier l'évolution de la permittivité et de la perméabilité suivant cet axe. Ceci implique alors une description en série de Fourier des champs magnétiques et électriques de la structure. En introduisant ces séries dans les équations de Maxwell, on obtient un système homogène dont les valeurs propres seront alors les modes pouvant se propager dans la structure. Dans le cas d'un réseau périodique de guides, on obtient des modes de Bloch vecteurs propres solutions de ce système homogène. Cette modélisation est totalement rigoureuse tant que l'on utilise un nombre infini d'harmoniques ce qui dans la réalité n'est jamais le cas. Cette troncature fixera la précision des calculs mais peut aussi créer des problèmes de divergence avec certaines structures et pour une polarisation donnée. Néanmoins dans les années 90, ce problème a pu être résolu grâce un artifice mathématique ce qui permet d'appliquer cette méthode sur une multitude de structures [50, 51, 52]. Ainsi, les équations d'Helmholtz en TE et en TM dans un guide plan invariant en  $z$  avec comme axe de propagation  $y$  ont au préalable la forme suivante :

$$k_0^2 \epsilon_{rz} \mathbf{E}_z + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{\mu_{ry}} \frac{\partial \mathbf{E}_z}{\partial x} \right) + \frac{1}{\mu_{rx}} \frac{\partial^2 \mathbf{E}_z}{\partial y^2} = 0 \quad (2.1)$$

$$k_0^2 \mu_{rz} \mathbf{H}_z + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{\epsilon_{ry}} \frac{\partial \mathbf{H}_z}{\partial x} \right) + \frac{1}{\epsilon_{rx}} \frac{\partial^2 \mathbf{H}_z}{\partial y^2} = 0 \quad (2.2)$$

Où l'on retrouve  $k_0$  la constante de propagation dans le vide et les composantes des tenseurs de permittivité relative  $[\epsilon_r]$  et de perméabilité magnétique relative  $[\mu_r]$  définis par les relations suivantes dans un milieu linéaire, diélectrique, sans charge ni courant.

$$[\epsilon_r] = \begin{bmatrix} \epsilon_{rx} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{ry} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{rz} \end{bmatrix}, \quad [\mu_r] = \begin{bmatrix} \mu_{rx} & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{ry} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{rz} \end{bmatrix} \quad (2.3)$$

Pour simplifier, on prendra le cas d'un milieu isotrope non magnétique ce qui est le plus courant en optique intégrée. On aura donc  $\epsilon_{rx} = \epsilon_{ry} = \epsilon_{rz} = \epsilon$  et  $\mu_{rx} = \mu_{ry} = \mu_{rz} = 1$ . On peut réécrire alors ces deux systèmes en utilisant la description en série de Fourier des permittivités, des perméabilités et des champs électriques et magnétiques. Pour chaque fonction  $f$ , le vecteur de ses coefficients de Fourier est noté  $\bar{f}$ . Le champ électromagnétique dans l'espace de Fourier est noté  $(\bar{s}, \bar{u})$  respectivement pour le champ électrique et le champ magnétique. Cette décomposition selon un certain nombre d'harmoniques permet de résoudre le problème de façon matricielle. De cette formulation matricielle, il apparaît un espace propre, constitué des modes de propagation propres du guide courbe.  $\bar{f}_W$  sera le vecteur  $\bar{f}$  exprimé dans l'espace propre. Le champ électromagnétique dans l'espace propre est noté  $(\bar{s}_W, \bar{u}_W)$ . On obtient alors les systèmes suivants :

$$-\frac{\partial^2 \bar{s}}{\partial z^2} = K^2 \bar{s} + k_0^2 [\epsilon] \bar{s} \quad (2.4)$$

$$-\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} = k_0^2 \left[ \frac{1}{\epsilon} \right]^{-1} \left( \frac{1}{k_0^2} K [\epsilon]^{-1} K \bar{u} + \bar{u} \right) \quad (2.5)$$

$$(2.6)$$

Où  $K$  est une matrice diagonale dont le terme  $(p, p) = jp \frac{2\pi}{\Lambda}$  avec  $\Lambda$  la période de la cellule périodisée dans l'axe transverse. Les termes  $[\epsilon]$  sont des matrices de Toeplitz. Tant que le guide est invariant dans le sens de la propagation, la connaissance de la pondération de chaque mode propre et de leur valeur propre associée est suffisante pour obtenir la répartition spatiale du champ pour une excitation donnée. Si au contraire la forme du guide évolue, on devra alors décomposer cette propagation en différentes cellules lamellaires mais toujours périodiques selon l'axe  $x$  transverse à l'axe de propagation  $y$ . En prenant en compte les discontinuités entre chaque cellule sur l'axe de propagation, on pourra alors connaître la réflexion et la transmission à chaque interface. Le fait de discrétiser en série de Fourier permet de généraliser ce problème sous une forme matricielle ce qui simplifie énormément la routine de calcul. Ainsi, l'évolution du guide est modélisée par une simple mise en cascade de matrices. Il s'est avéré néanmoins qu'il était important d'utiliser un algorithme particulier pour prendre en compte cette propagation. En effet, l'algorithme S est nécessaire pour limiter les divergences de certains termes exponentiels, notamment avec des champs évanescents.

La matrice des vecteurs propres permet aussi de décomposer une série harmonique quelconque sur les modes propres de la structure. Ainsi, il est possible d'exciter la structure périodique avec une carte de champ électrique proche de celui d'une fibre optique, de calculer la pondération des modes propres et de voir ensuite l'évolution du champ dans la structure dans l'axe de propagation. Maintenant, pour modéliser un guide droit seul, on est confronté alors à plusieurs problèmes. Pour éviter tout couplage de lumière entre deux guides successifs, il faut agrandir la fenêtre de calcul dont la taille dépendra alors de la longueur de propagation dans le guide. L'origine de ce couplage vient du rayonnement d'un guide vers l'autre ou de la réflexion du rayonnement d'un guide vers lui-même. Pour éviter ce problème, Lalanne a eu l'idée judicieuse d'ajouter entre chaque guide une couche à la fois absorbante et anti-réfléchissante que l'on nomme couramment PML (Perfect Matching Layer). Elle peut être de différentes formes par exemple anisotrope [53] ou à base de transformées de coordonnées complexes [54]. Il est alors possible de modéliser tout type de structures aperiodiques.

Pour vérifier le bon fonctionnement de notre algorithme, j'ai utilisé une structure de référence présentée sur la figure 2.1. Il s'agit d'un guide en InGaAsP sur un substrat d'InP. Une inclusion de deux trous permet d'avoir un effet miroir mais à cause de l'existence d'ordre de Bragg en réflexion dans le substrat, le coefficient de réflexion est loin d'être maximum. Une valeur de référence est donnée dans la publication suivante [55, 56]. Chaque section lamellaire est périodisée avec les PML situées à chaque bord de la cellule. On peut observer qu'il n'y a pas de réflexion du signal rayonnant dans le substrat sur le bord de la cellule

démontrant ainsi l'efficacité des PML. Pour éviter ce rayonnement, il faudrait graver le substrat d'InP au niveau des trous.

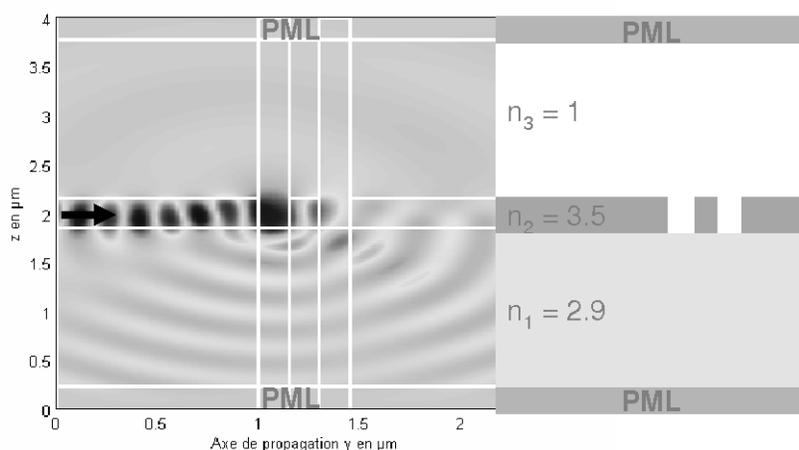


FIGURE 2.1 – Répartition spatiale de la partie réelle du champ électrique en polarisation TE. Structure de référence : miroir de Bragg à deux trous sur InP

On peut ensuite voir sur la figure 2.2, l'évolution du coefficient de réflexion de ce miroir en fonction du nombre d'harmoniques pour différentes épaisseurs de PML. On remarque une convergence plus rapide avec la polarisation TE. Le problème de discontinuité cité précédemment intervient en effet pour la polarisation TM ce qui explique cette différence. On a néanmoins dans les deux cas, une convergence rapide qui permet d'avoir une erreur inférieure à  $10^{-4}$  avec seulement 128 harmoniques. En comparant avec la publication de Lalanne [54], on remarque que l'on obtient les mêmes résultats ce qui valide l'efficacité de notre code numérique.

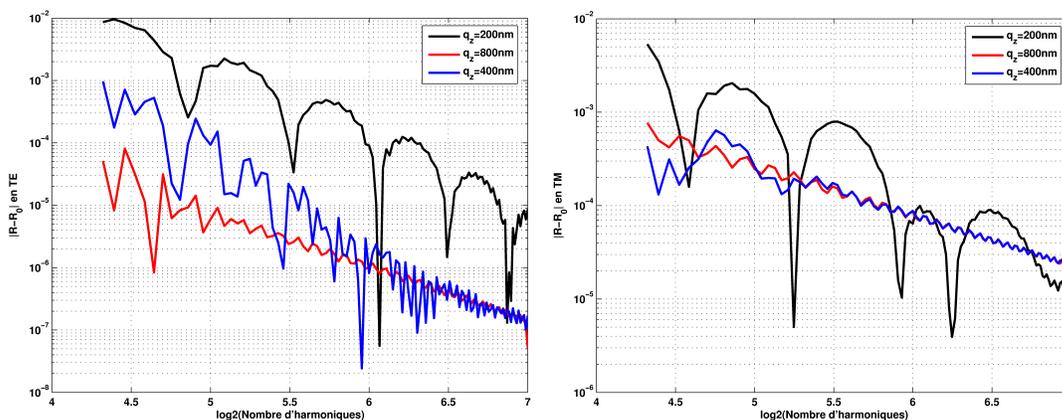


FIGURE 2.2 – Evolution de l'erreur sur le coefficient de réflexion en fonction du nombre d'harmoniques (Avec une cellule de  $1.1\mu\text{m}$  et des PML à transformée de coordonnées complexes). A gauche, on a la polarisation TE et à droite on a la polarisation TM.

Ainsi, l'équipe dispose maintenant au laboratoire d'un outil pour modéliser la propagation 2D de signaux optiques dans des structures complexes. Le but de ce travail était de disposer de cette méthode dans des structures associant nanoobjets et guide optique. Dans la partie suivante, je vais donc développer les objets nécessitant ce type de modélisation afin de mieux comprendre leur comportement.

## 2.2 Application SWIFTS

Dans cette partie, je vais montrer une application de cette méthode sur le développement de systèmes intégrés nommés SWIFTS (Stationary Interferometer Fourier Transform Spectrometer). Notre

objectif est de développer des spectromètres intégrés à Transformée de Fourier (FTS) pour des systèmes embarqués ou pour une nouvelle génération de spectromètre haute résolution à bas coût. Ce travail a été financé principalement par deux projets. Le premier est un projet CNES de deux ans qui a débuté en 2007 avec FLORALIS, le LAOG et le LNIO comme partenaires. Le second est un projet FUI de 30 mois qui a débuté en 2008 avec le LAOG, le LTM, le LNIO, E2V, TeemPhotonics et FLORALIS comme partenaires.

### 2.2.1 Principe

Il existe de nombreux types de spectromètres sur le marché mais il est impossible aujourd'hui de trouver des spectromètres compacts à haute résolution. On peut classer les spectromètres intégrés existants en trois familles distinctes : les spectromètres à transformée de Fourier (FTS), les spectromètres à réseaux de diffraction ou les filtres optiques du type Pérot-Fabry. La première famille présente les spectromètres avec la miniaturisation la plus aboutie. Manzardo [79] a utilisé la technologie MOEMS la plus développée pour proposer un spectromètre basée sur une interférence à deux ondes dont la différence de marche est régulée par un système électrostatique. La résolution spectrale est modeste mais suffisante pour une première génération commercialisée [58]. Des spectromètres statiques plus résolvants ont été proposés mais leur domaine spectral est plus étroit, limité par le nombre de pixels de la barette CCD utilisée [59]. Des micro-spectromètres de Fourier composés d'un prisme collé à la surface d'un détecteur restent aussi limités en résolution spectrale [60]. De nombreuses propositions de Pérot-Fabry basées sur des MEMS sont résumées dans l'article de Wolffenbutel [61]. Leur limitation fondamentale est la non simultanété de l'acquisition et une énergie utilisée très faible (proportionnelle à l'inverse de la Finesse). Enfin, les résultats les plus prometteurs sont obtenus avec des cristaux photoniques qui occupent le seul domaine des télécommunications (Super-prismes) [62, 63]. De la même façon, il y a eu un gros investissement dans les AWG proposés en 1988 [64]. Malgré des développements très lourds, ils sont restés dans le même domaine des télécommunications. Des résultats intéressants sont obtenus avec des réseaux alimentés par la tranche mais ils font encore appel à une optique relais pour projeter le spectre sur la barette de photo-détecteurs [65, 66]. Citons enfin tous les spectromètres développés actuellement par Ocean Optics qui se distinguent par un packaging astucieux mais sans atteindre de haute résolution spectrale et ils ne sont pas intégrés [67].

Il est donc intéressant de développer un spectromètre compact et statique à haute résolution spectrale dans des gammes spectrales très différentes. Son principe est basé sur une première expérience effectuée par Gabriel Lippmann en 1892 [68, 69]. Gabriel Lippmann utilisait des ondes stationnaires obtenues par réflexion sur un miroir. Gabriel Lippmann a su en tirer profit pour fabriquer l'un des procédés de photographie en couleur le plus fidèle qui soit. Jusqu'à maintenant ce procédé est resté cantonné à la photographie sans être repris dans le monde de l'optronique. Dans SWIFTS, ce concept est adapté pour fournir une nouvelle génération de détecteurs permettant la spectroscopie. En se reportant à la figure 2.3, dans un guide d'onde monomode fermé par un miroir, où la lumière est introduite par la face d'entrée, l'onde se réfléchit sur le miroir au bout du guide et donne naissance à une onde stationnaire. Il est possible de placer dans le champ évanescent du guide d'ondes, des nano-détecteurs qui vont prélever seulement une très faible partie du champ présent dans le guide sans perturber l'onde stationnaire. Une détection « marginale » s'opère ainsi et permet de venir échantillonner l'onde stationnaire pour peu qu'on ait des détecteurs suffisamment petits par rapport au quart de la longueur d'onde dans le milieu en question. En faisant abstraction de la perturbation introduite par les détecteurs sur le champ dans le guide, on montre que l'on reconstruit ainsi la transformée de Fourier de l'éclairement dans le guide. Ce principe agit donc comme un spectromètre à transformée de Fourier parallèle, c'est à dire qu'aucun élément mobile n'est nécessaire pour reconstruire le spectre. Une autre solution consiste à injecter la même lumière aux deux extrémités du guide d'ondes. On obtient aussi une carte stationnaire produite par deux ondes contre-propagatives. L'intérêt de cette méthode est d'avoir accès à l'OPD nul c'est à dire la frange blanche (égalité parfaite des chemins optiques) ce qui n'est pas le cas dans Lippman (champ nul à la surface du miroir). Elle permet aussi à partir de lignes à retard de contrôler la position de la carte stationnaire.

Néanmoins il n'existe pas à l'heure actuelle ce type de nano-détecteurs. Dans l'attente d'évolutions technologiques dans ce domaine, il a été proposé d'utiliser un système diffractif sur des guides SOI. Au lieu de mesurer directement, l'intensité dans le guide, on a posé des plots métalliques en or sur le guide pour convertir l'intensité guidée en intensité rayonnée. Le rayonnement propre de chaque plot est ensuite détecté par un pixel d'une matrice de photodétecteurs. Et pour limiter au maximum le recouvrement

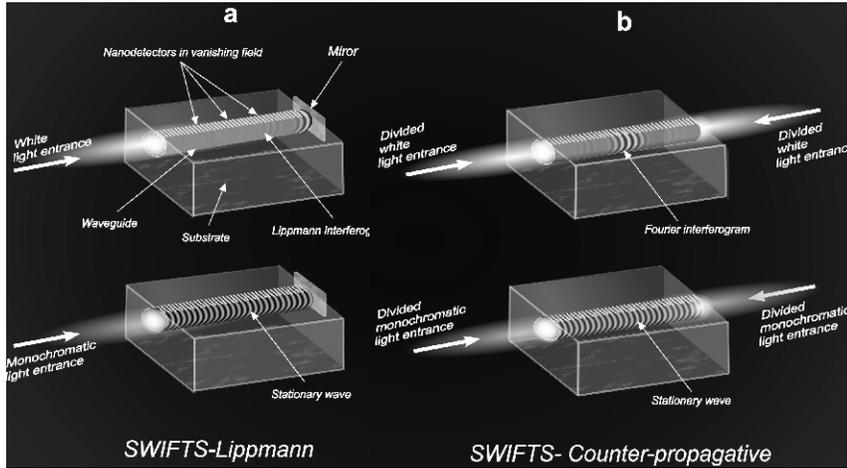


FIGURE 2.3 – Configuration des SWIFTS Lippman ou Gabor

des champs rayonnés des plots successifs, la carte stationnaire est sous-échantillonnée en écartant chaque plot d'une distance largement plus grande que la longueur d'onde. En effet, on peut montrer dans ce cas qu'il est toujours possible de récupérer le spectre de la source mais au détriment de la largeur spectrale maximale mesurable. Il faut donc que la source lumineuse respecte ce critère au préalable ou que son spectre soit filtré avant d'entrer dans le spectromètre.

A partir de ces données, l'AFMM-2D était donc un outil tout à fait adapté pour vérifier la faisabilité de ce type de système. Il faut en effet une méthode bidirectionnelle pour modéliser l'onde stationnaire, être capable d'introduire des matériaux à indice de réfraction complexe et de prendre en compte le rayonnement allant vers les détecteurs. La BPM ne permet pas d'assurer entre autre ce dernier point à cause de l'approximation de l'optique paraxiale. Une méthode FDTD-2D sera inadaptée pour des structures largement supérieures à la centaine de micromètres. De plus, le fait que la méthode AFMM-2D soit modale, le mode guidé peut facilement être éliminé pour observer uniquement le rayonnement.

## 2.2.2 Modélisation du spectromètre

Le modèle a tout d'abord été appliqué sur un guide avec seulement un plot. La structure simulée est sur la figure 2.4. La surface analysée est dans le plan  $xy$ . La taille du nanoplot est d'une épaisseur de 50nm et d'une longueur de 75nm; en effet, cette longueur est largement inférieure au quart de la longueur d'onde pour permettre un échantillonnage efficace. C'est en plus une taille réalisable. Ce sont principalement des plots métalliques qui ont été étudiés pour induire une diffraction suffisante. Le guide est composé d'un substrat de verre d'indice de réfraction  $n_{sub} = 1.5$ , un coeur de guide d'une épaisseur de 1  $\mu\text{m}$  avec un indice de réfraction  $n_c = 1.53$ , et un superstrat avec un indice de réfraction  $n_{sup} = 1.49$ . Le module du champ électrique est montré sur la figure 2.4 lorsque la lumière est seulement injectée d'un côté du guide (à gauche). La deuxième figure montre la partie réelle du champ seulement rayonnée. On a soustrait le mode guidé.

L'absorption est aussi calculée en utilisant la formule suivante :

$$P_{abs} = \int \int_S \frac{1}{2} \sigma |E|^2 dx dy \quad (2.7)$$

où  $\sigma = -\epsilon_0 \omega \epsilon_i$  représente la conductivité équivalente dans le plot où  $\epsilon_i$  est la partie imaginaire de la permittivité du plot,  $\omega$  la pulsation temporelle et  $S$  la surface du plot. En effet dans un modèle en 2D, l'intégration est seulement faite sur la surface. Les puissances incidentes, transmises et réfléchies sont exprimées de la manière suivante  $P_{inc} = |a_1|^2$ ,  $P_{trans} = |a_2|^2$  et  $P_{ref} = |b_1|^2$ . Ainsi la puissance rayonnée est calculée en utilisant la loi de conservation de l'énergie :

$$P_{radiated} = P_{inc} - P_{abs} - P_{trans} - P_{ref} \quad (2.8)$$

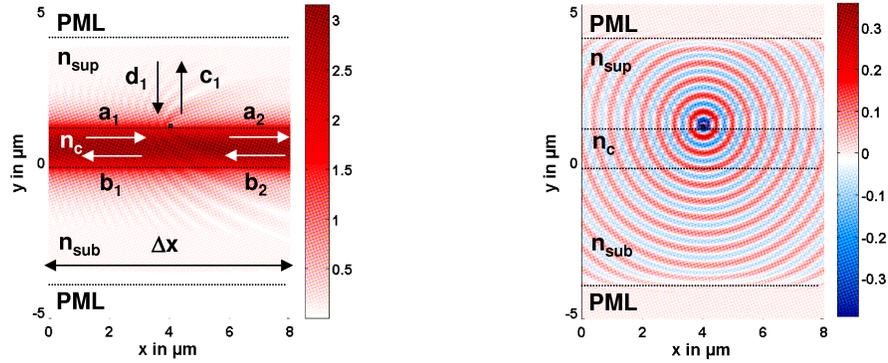


FIGURE 2.4 – A gauche, le module du champ électrique dans le plan  $xy$ . A droite, la partie réelle du champ dans le plan  $xy$  après soustraction du mode guidé.

La figure 2.5a) montre l'évolution de la puissance rayonnée  $P_{radiated}$  en polarisation TE pour différents plots dans une plage de longueurs d'ondes 400-1000nm. Les plots métalliques sont caractérisés par une forte dispersion chromatique. Ceci est dû à la dispersion du module de l'indice de réfraction et du guide optique. Pour cette structure, la puissance rayonnée semble suivre celle du matériau constituant le plot. Des minimums sont observables quand apparaissent des résonances plasmoniques du métal considéré ou quand la structure devient bimode dans les courtes longueurs d'ondes. On observe une résonance de ce type avec l'or à la longueur d'onde de 500nm. L'Aluminium permet d'avoir un rayonnement important. Le  $TiO_2$  est le plus faible [70, 71, 72] mais c'est un matériau diélectrique qui a une dispersion chromatique plus faible. De plus, la faible valeur du rayonnement qu'il provoque est propice au système à grand nombre de plots ie les SWIFTS à haute résolution spectrale(par exemple avec un nombre de plots supérieur 1024).

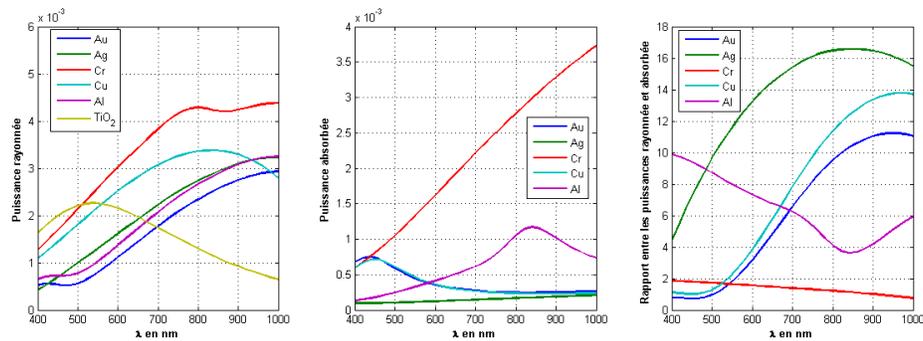


FIGURE 2.5 – a) Puissance rayonnée normalisée b) puissance absorbée normalisée et c) rapport entre les deux puissances suivant la longueur d'onde pour différents matériaux du plot.

La figure 2.5b) montre l'évolution de l'absorption suivant la longueur d'onde. Le Chrome semble beaucoup absorber. Comme l'énergie absorbée n'est pas détectée, cet effet augmente alors les pertes du SWIFTS. Au contraire cette absorption semble faible pour l'argent et plutôt constante. Le Cuivre est efficace pour quelques longueurs d'ondes mais il est caractérisé aussi par de brusques variations. Théoriquement, l'argent est le plus efficace au vu de ces deux courbes mais il a une forte probabilité à sulfurer. L'Or qui est efficace entre 700nm et 1000nm a été choisi à la place de l'argent.

La figure 2.6 montre l'évolution des puissances rayonnée et absorbée en polarisation TM pour les plots précédents sur la même plage de longueurs d'ondes 400-1000nm. On observe pour certains plots métalliques des résonances plasmoniques importantes qui augmentent fortement le rayonnement et l'absorption du plot dans ces zones. L'évolution chromatique est donc beaucoup plus chaotique. Les matériaux diélectriques sont en revanche épargnés par ce problème et évoluent d'une manière proche de la polarisation TE. En effet, on peut exciter des modes plasmons que dans des métaux avec la polarisation TM. De plus, l'efficacité du rayonnement en TM est plus faible que celle du TE dans les hautes longueurs d'ondes au dessus de 700nm.

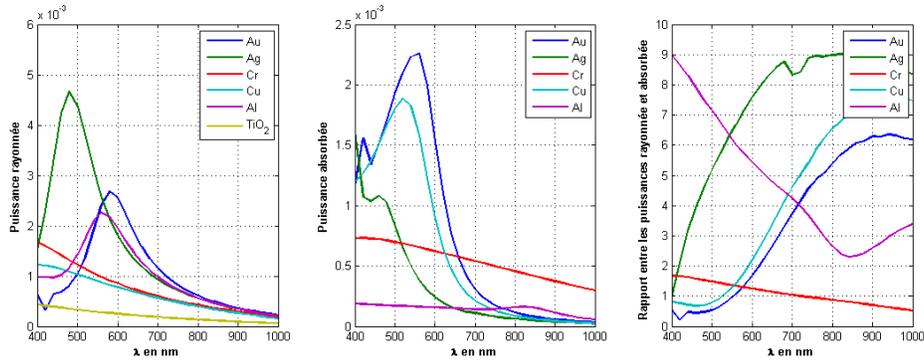


FIGURE 2.6 – a) Puissance rayonnée normalisée b) puissance absorbée normalisée et c) rapport entre les deux puissances suivant la longueur d’onde pour différents matériaux du plot.

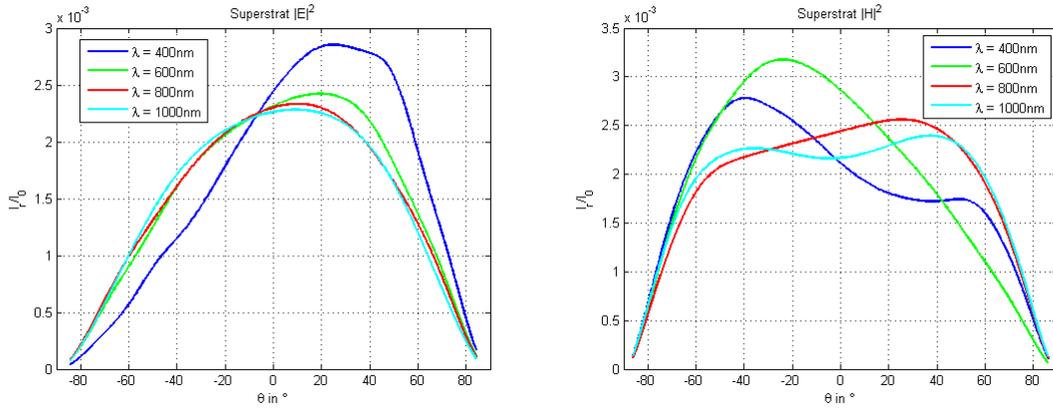


FIGURE 2.7 – Evolution du diagramme de rayonnement dans le superstrat pour différentes longueurs d’ondes avec un plot métallique en or (75nm sur 50nm) a) avec la polarisation TE et b) la polarisation TM. En ordonnée est représentée l’intensité lumineuse rayonnée dans le superstrat  $I_r$  normalisée avec l’intensité lumineuse rayonnée dans le superstrat et le substrat  $I_0$ .

Le diagramme de rayonnement a aussi été calculé en polarisation TE sur la figure 2.7a). On regarde l’évolution de la puissance rayonnée dans le superstrat en fonction de l’angle  $\theta$  dont l’axe de référence est l’axe vertical pour différents longueurs d’ondes. Le diagramme n’est pas symétrique du à l’excitation asymétrique (seulement sur la gauche). La forme est un peu près la même pour tous les métaux, et cette radiation est assez isotrope vu la taille du plot utilisé (plutôt ponctuelle). On peut définir un angle d’ouverture à mi-hauteur de  $110^\circ$ . Pour des longueurs d’ondes très faibles le plot devient moins ponctuel ce qui explique l’asymétrie du rayonnement à 400nm. Le même calcul a été effectué en polarisation TM sur la figure 2.7b). Pour les grandes longueurs d’ondes, la diffusion est beaucoup plus large angulairement pouvant atteindre les  $150^\circ$ . On peut aussi avoir une diminution de la puissance rayonnée dans une direction normale au substrat. Cette diffusion peut créer de l’interférence entre plots et rendre le traitement de l’interférogramme de Fourier plus complexe. Pour les petites longueurs d’ondes, le diagramme peut être complètement différent. Dans cette zone, l’excitation de plasmons très résonants dans le cas des métaux peut modifier rapidement le rayonnement du champ.

La diffusion se fait bien sûr au-dessus et en dessous du plot. Toute la partie rayonnée n’est donc pas récupérée par le détecteur. Grâce à l’angle d’ouverture et à la connaissance de la taille du pixel on pourra définir la distance verticale optimum entre le pixel et le plot. On observe donc bien un faible rayonnement du plot ce qui est important pour obtenir une bonne résolution spectrale. En effet, plus la longueur de la frange observée est grande et plus la résolution spectrale est importante. La partie d’énergie ponctionnée par les nanoplots est primordiale dans ce système. En effet, par exemple dans le cas Lippmann, si le nanoplot est trop diffractif, on risque de réduire trop fortement la lumière incidente induisant une perte du contraste des franges de l’onde stationnaire. Si le nanoplot n’est pas assez diffractif, dans ce cas,

on aura une frange très contrasté dans le guide mais très peu de lumière rayonnée. Une première étude analytique permet de vérifier que l'efficacité optimum de diffraction K doit être  $K = \frac{1}{N}$  avec  $N$  le nombre de nanoplots [73].

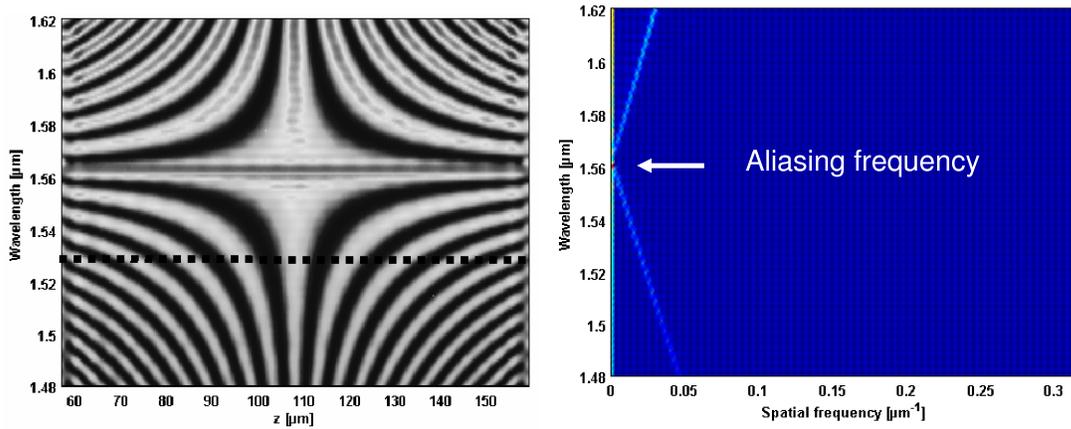


FIGURE 2.8 – Evolution des franges rayonnées en fonction de la longueur d'onde à gauche. Evolution des spectres respectifs après Transformée de Fourier inverse en fonction de la longueur d'onde à droite

Pour valider le concept, une réalisation du spectromètre a été envisagée dans des guides SOI avec des plots métalliques en or placés sur le guide Silicium de  $200nm$  d'épaisseur, isolé du substrat de Silicium par une couche de Silice de  $1\mu m$  d'épaisseur [74]. Pour diffracter une grande partie du signal stationnaire par les plots, 79 plots sont nécessaires en ajoutant au préalable une couche d'isolation de  $100nm$  de Silice. Les nanodétecteurs ont alors une longueur de  $50nm$  et traversent de part en part le guide Silicium. La période entre chaque plot est de  $2.7\mu m$ . Dans un premier temps, la lumière diffractée est imagée sur la matrice de photodétecteurs d'une caméra par le biais d'une optique intermédiaire. On récupère donc une ligne de champ placé juste au-dessus des plots parallèle au guide. La lentille va ensuite agir comme un filtre passe-bas dans le domaine des fréquences spatiales. La forme du filtre est une simple porte dans le domaine des fréquences spatiales  $\sigma$  dont la fréquence de coupure sera alors  $\sigma_c$ . C'est un modèle approximatif mais suffisant dans notre cas pour prendre en compte l'ouverture numérique de la lentille. On peut observer sur les figures 2.8 les franges d'interférences obtenues en fonction de la longueur d'onde du signal monochromatique injecté dans le guide après filtrage de la lentille. La frange centrale est autour de la position de  $110\mu m$ . A la longueur d'onde proche de  $1.65\mu m$ , on peut remarquer l'absence de franges. Cette longueur d'onde correspond ni plus ni moins à la fréquence de repliement lié à la période des plots. Sur la figure 2.8 de droite, on observe la même évolution mais après une transformée de Fourier inverse. Le premier pic situé à  $0m^{-1}$  correspond à la valeur moyenne de la frange d'interférence. Le deuxième pic est la fréquence transposée dans la première bande spectrale allant de  $0m^{-1}$  à  $\frac{\sigma_c}{2}$  avant le premier repliement relié à la longueur d'onde de la source suivant la relation suivante  $m\sigma_e + \frac{1}{\lambda} = \sigma_{obs}$  où  $m$  est l'ordre de la transposition,  $\lambda$  la longueur d'onde de la source optique et  $\sigma_{obs}$  la fréquence spatiale mesurée. L'évolution est quasi linéaire et la mesure sera totalement correcte entre les deux fréquences spatiales de cette première bande. On peut observer la longueur d'onde  $1.490\mu m$  correspondant au cas où la fréquence spatiale apparente qui semble nulle ce qui correspond à la fréquence de repliement. Dans ce cas, la résolution spectrale obtenue est de  $R = 400$  donnant une précision de  $4nm$  en longueur d'onde pour un guide d'une longueur de seulement  $300\mu m$ .

J'ai ensuite regardé l'influence de l'ouverture numérique de l'objectif utilisé c'est à dire l'influence de sa fréquence de coupure spatiale  $\sigma_c$  que l'on peut observer sur les figures 2.9. Le cas idéal est celui de la figure de droite. La résolution spatiale de l'objectif est équivalent à celle du spectromètre. Dans ce cas, on observe seulement une quasi droite reliant la longueur d'onde à la fréquence spatiale obtenue après transformée de Fourier inverse. Si l'ouverture numérique de l'objectif est supérieure à celle du spectromètre, ce dernier laisse alors passer des fréquences spatiales du champ électromagnétique d'ordres supérieures. La conversion du champ en intensité sur le détecteur fait alors apparaître d'autres droites répliques de la première observée sur la figure de gauche. La gamme spectrale accessible peut alors être plus petite. Un repliement supplémentaire apparaît en effet à la longueur d'onde de  $1.490\mu m$  limitant la mesure de

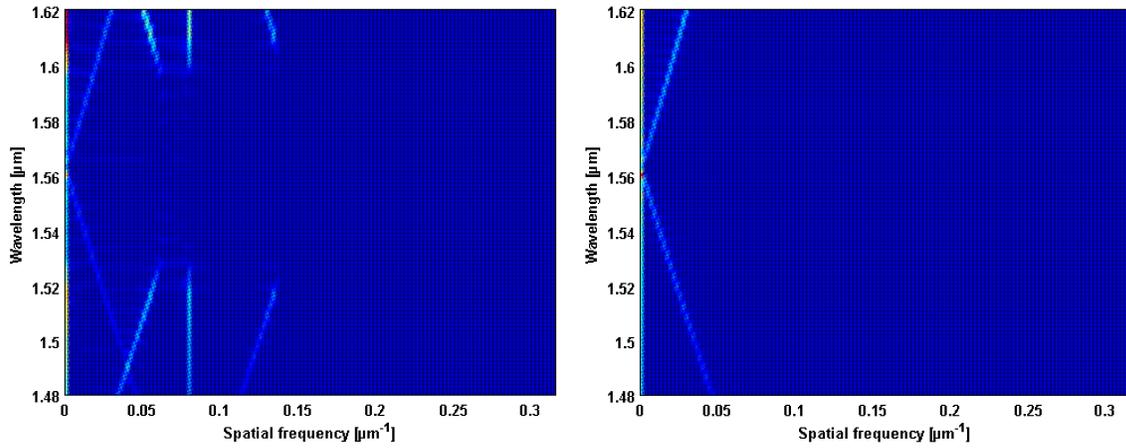


FIGURE 2.9 – Evolution des spectres en fonction de la longueur d’onde à gauche pour deux ouvertures numériques différentes de l’objectif, une faible à droite et une forte à gauche

la longueur d’onde de  $1.490\mu\text{m}$  à  $1.560\mu\text{m}$ . En conclusion, il est préférable d’utiliser un objectif avec une résolution identique pour observer les franges induites par les plots métalliques.

Pour avoir un spectromètre totalement compact, on remplace l’objectif par une barette de photodétecteurs située au-dessus du guide et des plots. Pour le simuler, une nouvelle couche de Silicium a été simplement ajoutée au-dessus des plots séparée par une couche de Silice d’une épaisseur de  $2\mu\text{m}$ . Cette épaisseur permet d’associer le rayonnement de chaque plot à un pixel et d’éviter un couplage évanescent du guide avec la barette. La lumière diffractée dans la couche de Silicium est supposée totalement absorbée. Le nombre de pixel est égal au nombre de plots soit 79 et le pitch est  $2.7\mu\text{m}$  égal à la période des plots. Cette fois-ci la source optique est caractérisée par un spectre large bande situé dans la gamme observable. Le spectre mesuré par notre système est alors comparé à l’original dans deux configurations : sans BOX de silice ou avec un BOX de silice observable sur la figure 2.10. On remarque que l’on obtient des formes spectrales proches surtout dans la première configuration. La lumière rayonnée dans le BOX peut résonner et dégrader spectralement le signal. Il est important de noter que le guide périodisé de plots a été étalonné en longueur d’ondes au préalable.

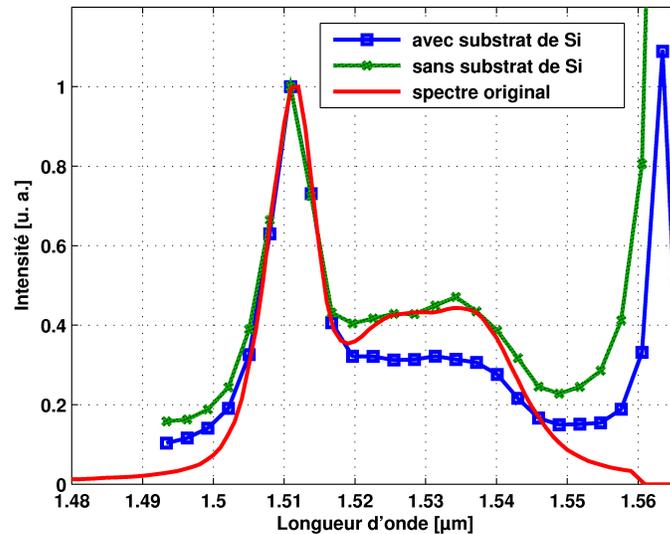


FIGURE 2.10 – Evolution du spectre de la source et des spectres calculés avec la barrette de photodétecteurs sans et avec le BOX

### 2.2.3 Réalisation du spectromètre

Des premières structures SWIFTS ont été réalisées sans l'ajout de la barrette de photodétecteurs. La première a été faite suivant le principe de Gabor sur une boucle contra-propagative en SOI avec les mêmes configurations présentées dans le paragraphe précédent [75]. Les plots métalliques ont été réalisés par Lift-off en utilisant un MEB pour la lithographie. La longueur de l'ensemble ne fait que quelques millimètres mais elle permet déjà d'atteindre une résolution spectrale de 4 nm sur une plage de 100 nm autour de la longueur d'onde de 1500 nm. On peut voir un exemple d'analyse spectrale obtenue avec ce système sur la figure 2.11. On a utilisé une source large bande du type ASE. On obtient ainsi le spectre original sur la bande spectrale autorisée par le sous-échantillonnage.

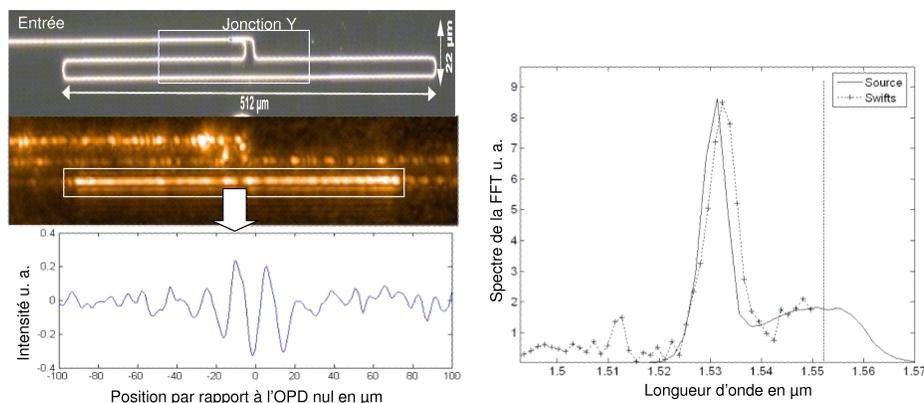


FIGURE 2.11 – a) Structure SOI utilisée. b) Observation de la frange émise par la boucle contra-propagative en SOI. c) Evolution de la frange le long de l'axe du guide et d) spectre obtenu après transformée de Fourier inverse

L'injection de la lumière d'une fibre dans un guide SOI n'est pas très efficace. En revanche, les guides réalisés par échange d'ions peuvent être adaptés pour avoir un couplage optimum avec les fibres optiques tout en gardant des pertes de propagation inférieures à  $0.1\text{dB}/\text{cm}$ . Les développements actuels et futurs du SWIFTS sont faits avec cette technologie. Des guides droits ont premièrement été réalisés par échange ionique  $K^+/Na^+$  et ont ensuite été associés à une série de plots d'or du même type. Dans cette configuration, il est possible de contrôler le déphasage des signaux contra-propagatifs, de telle sorte que l'on puisse déplacer la frange stationnaire sous les plots et de l'échantillonner cette fois-ci correctement [76, 77]. Ce n'est en revanche plus une mesure simultanée. Cette mesure a été faite sur une série faible de plots donnant une résolution plus faible que précédemment avec un  $R = 95$ . Néanmoins, elle montre la possibilité d'utiliser cette technologie avec un nombre important de plots en les associant à des barrettes de photodétecteurs.

Récemment, à la suite d'un projet FUI SWIFTS 400-1000 regroupant différents partenaires de Grenoble (FLORALIS, IPAG, LTM et IMEP-LAHC) et de Troyes (UTT) ainsi que différents industriels (E2V et TeemPhotonics), un prototype du SWIFTS linéaire a été réalisé. Pour cela, une barrette de 2048 pixels a été collée sur une puce avec des guides droits réalisés par échange ionique  $Ag^+/Na^+$ . Sur la figure 2.12, on peut apercevoir l'allumette de verre collée sur la barrette de pixels. Cette allumette est constituée d'un guide droit traversé par un nombre équivalent de lignes d'or. Des marques d'alignement permettent de mettre une ligne d'or sous le milieu d'un pixel de la barrette. Le guide droit se termine par un miroir pour obtenir l'onde stationnaire. Il n'y a donc qu'une entrée pigtaillée avec une fibre optique. Sur la figure 2.13 a) on peut observer l'interférogramme de Fourier observé par les pixels de la barrette. On retrouve cette évolution décroissante du signal due à la présence des plots. De cet interférogramme est calculé le spectre de ce signal après principalement une transformée de Fourier inverse montré sur la figure 2.13 b). C'est dans ce cas le spectre d'une source laser DFB émettant à 852 nm. La résolution spectrale est alors dans ce cas de l'ordre de 10pm. A la suite de ce premier résultat, d'autres modèles ont été réalisés et le développement du SWIFTS se fait désormais au sein d'une nouvelle start-up Résolution Spectra System.

Dans ce chapitre, j'ai montré que l'utilisation de l'AFMM est une méthode intéressante pour simuler

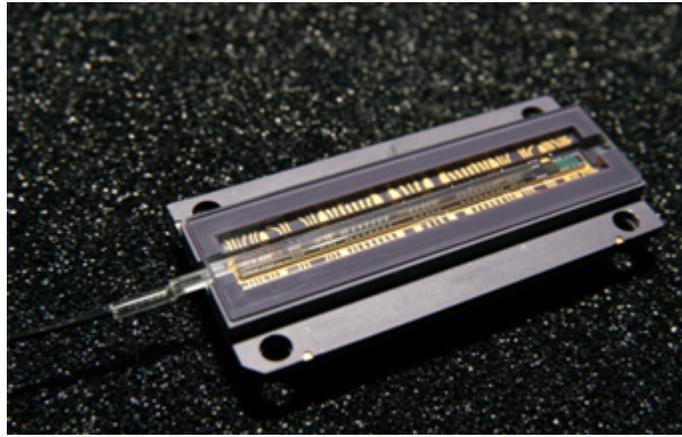


FIGURE 2.12 – Couplage de la barrette de photodétecteurs avec le guide intégré sur verre

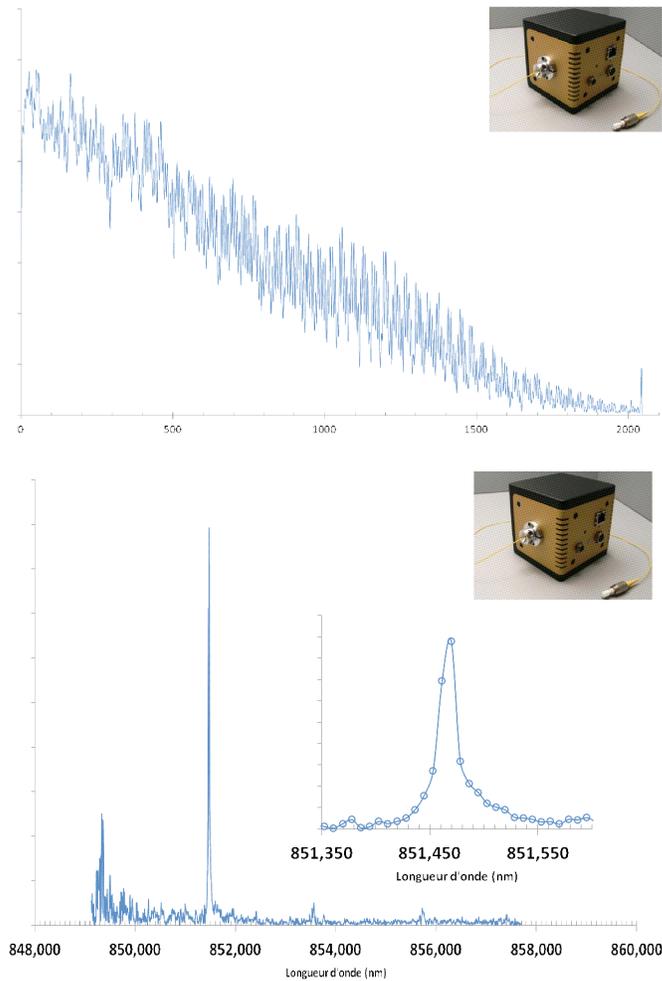


FIGURE 2.13 – a) Interférogramme de Fourier obtenu avec le premier prototype b) Spectre reconstruit après avec une transformée de Fourier inverse

l'interaction entre un guide d'onde et un nanoplot. J'ai donc pu déterminer l'efficacité du rayonnement de ces plots en polarisation TE et TM. Ceci a permis de choisir un matériau pour réaliser des premières structures utilisant ces nanoplots soit sur substrat SOI ou verre. Les spectromètres développés vont permettre d'atteindre des résolutions spectrales importantes dans un volume de mesure réduit. Je vais maintenant

montrer que l'AFMM peut être aussi utilisée dans des structures cylindriques. Ces développements seront alors appliqués à des microrésonateurs du type microdisque par exemple.

## Chapitre 3

# Structures cylindriques 2D non résonantes

L'AFMM-2D présentée précédemment n'est adaptée que pour des structures lamellaires soit une cascade de guides invariants selon la propagation. Dès lors que l'on rencontre une courbure ou un taper par exemple, il faut discrétiser la structure ce qui induit des erreurs numériques [78]. Il existe néanmoins une solution pour modéliser une courbure. En effet, l'utilisation de transformations conformes permettent de passer d'un guide courbe à un guide droit avec un profil d'indice de réfraction transverse différent. En utilisant cette méthode on est alors capable de réutiliser les méthodes de calculs précédentes. On propose donc d'étudier ce type de méthode pour pouvoir modéliser un plus grand ensemble de structures en gardant toujours les avantages de l'AFMM-2D utilisée précédemment dans un repère cartésien.

### 3.1 AFMM-2D associée à une transformée conforme

Dans cette partie, je vais détailler le modèle utilisé pour simuler un guide courbe simple (Rayon de courbure constant), ainsi une seule section est nécessaire. Une utilisation des coordonnées cylindriques est dans un premier temps préférable au lieu des coordonnées cartésiennes précédentes. Les équations de l'électromagnétisme sont alors développées dans le plan  $(r, \theta)$  et le champ électromagnétique dans ce même plan est noté  $(\mathbf{E}(r, \theta), \mathbf{H}(r, \theta))$ . On considère un guide courbe de rayon intérieur  $R$ , de largeur  $w$  et d'indice de réfraction  $n_1$  dans un matériau d'indice de réfraction  $n_0 < n_1$  décrit sur la figure 3.1.

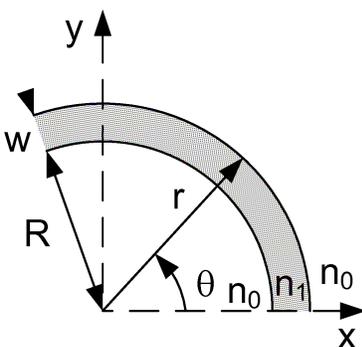


FIGURE 3.1 – Guide courbe représentée en coordonnées cylindriques

Les équations d'Helmholtz régissant les composantes  $E_z$  et  $H_z$  selon  $z$  des champs dans le cas anisotrope sont données alors par les relations suivantes :

$$k_0^2 \epsilon_{rz} \mathbf{E}_z + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{r}{\mu_{r\theta}} \frac{\partial \mathbf{E}_z}{\partial r} \right) + \frac{1}{\mu_{rr} r^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}_z}{\partial \theta^2} = 0 \quad (3.1)$$

$$k_0^2 \mu_{rz} \mathbf{H}_z + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{r}{\epsilon_{r\theta}} \frac{\partial \mathbf{H}_z}{\partial r} \right) + \frac{1}{\epsilon_{rr} r^2} \frac{\partial^2 \mathbf{H}_z}{\partial \theta^2} = 0 \quad (3.2)$$

Où  $k_0 = \frac{\omega}{c}$  est le vecteur d'onde. Il apparaît désormais des termes en  $r$ ,  $\frac{1}{r}$  ou  $\frac{1}{r^2}$ . Ces termes rendent plus compliqués le passage de ces équations dans l'espace de Fourier. Une transformée de coordonnées a été préférée pour retrouver un guide droit avec un profil d'indice de réfraction donné. Il est alors de nouveau possible de périodiser ce type de guide comme dans le chapitre précédent sous la forme de séries de Fourier. Ces équations s'expriment alors dans le plan conforme noté  $(u, v)$ . Le champ électromagnétique est noté  $(\mathbf{E}^c(u, v), \mathbf{H}^c(u, v))$ . Il suffit ensuite d'exprimer  $r$  et  $\theta$  en fonction de  $u$  et de  $v$  en utilisant les relations suivantes  $u = R \ln \frac{r}{R}$  et  $v = R\theta$  où  $R$  sera choisi comme le rayon de courbure intérieur du guide. Les deux systèmes d'équations précédents en TE  $\mathbf{E}_z^c(u, v) = \mathbf{E}_z(r, \theta)$  et en TM  $\mathbf{H}_z^c(u, v) = \mathbf{H}_z(r, \theta)$  s'expriment alors de la manière suivante dans le plan conforme  $(u, v)$

$$k_0^2 \epsilon_{rz}^c e^{\frac{2u}{R}} \mathbf{E}_z^c + \frac{\partial}{\partial u} \left( \frac{1}{\mu_{r\theta}^c} \frac{\partial \mathbf{E}_z^c}{\partial u} \right) + \frac{1}{\mu_{rr}^c} \frac{\partial^2 \mathbf{E}_z^c}{\partial v^2} = 0 \quad (3.3)$$

$$k_0^2 \mu_{rz}^c e^{\frac{2u}{R}} \mathbf{H}_z^c + \frac{\partial}{\partial u} \left( \frac{1}{\epsilon_{r\theta}^c} \frac{\partial \mathbf{H}_z^c}{\partial u} \right) + \frac{1}{\epsilon_{rr}^c} \frac{\partial^2 \mathbf{H}_z^c}{\partial v^2} = 0 \quad (3.4)$$

Si l'on compare ces équations avec celles d'un guide droit [96] dans un plan  $(x, y)$ , la résolution des équations d'Helmholtz dans le plan  $(x, y)$  avec un guide est courbe revient à résoudre ces mêmes équations dans le plan conforme  $(u, v)$  où le guide est droit et dont la permittivité relative ou la perméabilité relative est multipliée par la fonction  $e^{\frac{2u}{R}}$  comme l'illustre la figure 3.2.

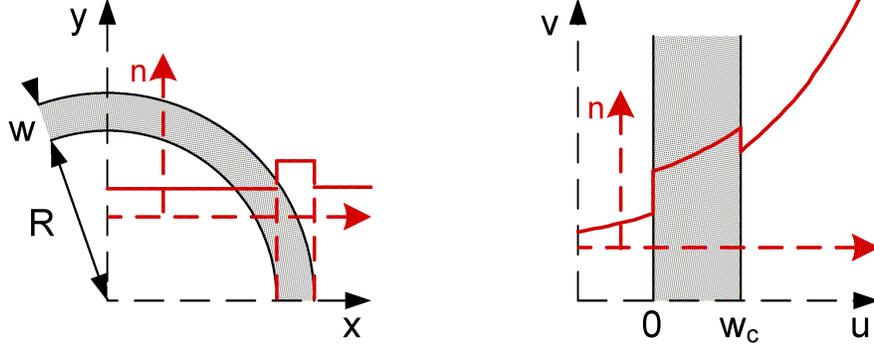


FIGURE 3.2 – Guide courbe représentée dans le plan  $(x, y)$  et dans le plan  $(u, v)$

Sur cette figure, à gauche est présenté le schéma du guide courbe dans le plan  $(x, y)$  et à droite, son équivalent dans le plan conforme  $(u, v)$ . Pour chaque schéma, la distribution d'indice de réfraction de chaque structure est montrée. La distribution d'indice de réfraction dans le plan conforme  $(u, v)$  diverge exponentiellement lorsque  $u$  augmente, aussi, la lumière aura tendance à fuir du guide courbe vers les  $u$  positifs. La largeur du guide est modifiée lorsque en passant dans le plan conforme exponentiel. Cette nouvelle largeur dépend du rayon  $R$  de la transformation conforme et a pour expression :

$$w^c = R \ln \left( \frac{R+w}{R} \right) \quad (3.5)$$

Il faut maintenant résoudre les équations d'Helmholtz dans l'espace de Fourier. Pour cela, la zone de simulation contenant le guide courbe le long de l'axe  $u$  est artificiellement périodisée avec une période  $\Lambda$ . La figure 3.3 schématise cette périodisation. On intègre toujours dans cette périodisation les couches

PMLs pour isoler chaque cellule périodisé. Pour simplifier, le cas d'un guide isotrope et non magnétique est choisi comme dans le cas cartésien. On utilise toujours les mêmes règles de calculs. L'équation (3.3) d'Helmholtz dans le plan conforme, dans le cas de la polarisation TE et TM aura alors comme expression dans l'espace de Fourier :

$$-\frac{\partial^2 \overline{s^c}}{\partial v^2} = k_0^2 \left( \frac{1}{k_0^2} K^2 \overline{s^c} + \left[ \epsilon e^{\frac{2u}{R}} \right] \overline{s^c} \right) \quad (3.6)$$

$$-\frac{\partial^2 \overline{u^c}}{\partial v^2} = k_0^2 \left[ \frac{1}{\epsilon e^{\frac{u}{R}}} \right]^{-1} \left( \frac{1}{k_0^2} K \left[ \epsilon e^{\frac{u}{R}} \right]^{-1} K \overline{s^c} + \overline{s^c} \right) \quad (3.7)$$

Où  $\overline{s^c}$  est le vecteur dont les composantes sont les coefficients de Fourier de la composante  $\mathbf{E}_z^c$  du champ électrique dans le plan conforme. Et  $\overline{u^c}$  est le vecteur dont les composantes sont les coefficients de Fourier de la composante  $\mathbf{H}_z^c$  du champ électrique dans le plan conforme.

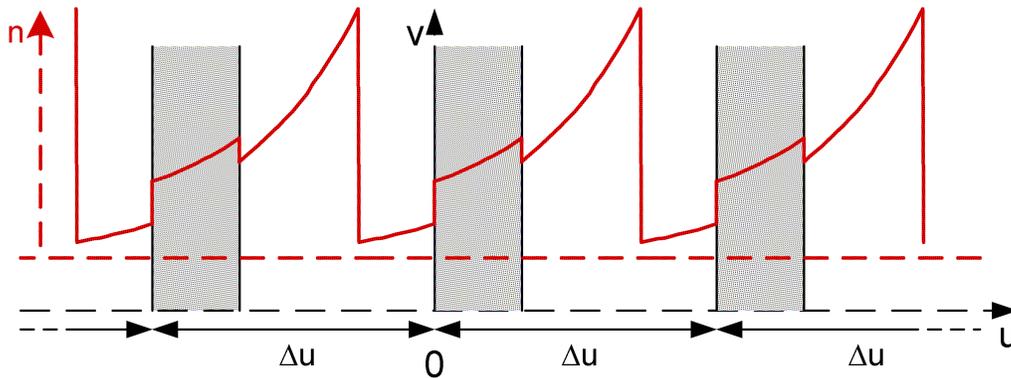


FIGURE 3.3 – Périodisation du guide courbe après application d'une transformée conforme

## 3.2 Application LLIFTS

La spectrométrie de Fourier (FTS pour Fourier Transform Spectroscopy) est utilisée dans de nombreux domaines tels que la médecine, la biologie, des procédés de fabrication industriels, les applications spatiales ou astrophysiques. Néanmoins, il devient important de réduire la taille de ces systèmes tout en gardant les mêmes performances. En effet de récents développements notamment dans le domaine spatial nécessitent d'avoir des FTS compacts, robustes et légers. On peut citer un FTS compact basé sur l'interférométrie de Michelson récemment développé sur une technologie MOEMS (Micro-Optical Electro-Mechanical Systems) [79]. L'interfégramme est mesuré dans le domaine temporel en déplaçant un miroir mobile intégré.

Pour éviter l'utilisation de ces éléments complexes et mobiles, on peut utiliser le FTS dans le domaine spatial cette fois-ci en utilisant par exemple des matériaux biréfringents [80]. L'interfégramme est ensuite reproduit sur une barette de photodétecteurs. Néanmoins, l'utilisation d'éléments d'optique de volume comme des prismes de Wollaston et des polariseurs rendent le système plus honéreux en nécessitant un contrôle parfait de leur alignement. De plus, l'insertion de poussières peut détériorer dans le temps les performances du spectromètre. Pour réduire la taille et augmenter la robustesse des spectromètres en gardant des résolutions spectrales équivalentes, j'ai proposé le spectromètre suivant réalisé en optique intégrée sur verre que je nommerais par la suite LLIFTS [81] (Leaky Loop Interferometer Fourier Transform Spectrometer). Ce travail est actuellement financé par un projet ANR EMERGENCE qui a débuté en 2012 pour une durée de 24 mois avec FLORALIS, TeemPhotonics et l'IPAG comme partenaires.

Le principe du LLIFTS repose sur l'obtention de franges d'interférences non localisées du type des interférences obtenues par des fentes de Young. On injecte le signal optique à analyser dans un guide droit d'entrée. Puis, ce signal est divisé par deux en utilisant une jonction Y. Ces deux signaux atteignent ensuite une structure en boucle rayonnante. En effet, chaque guide courbe de la boucle induit une fuite

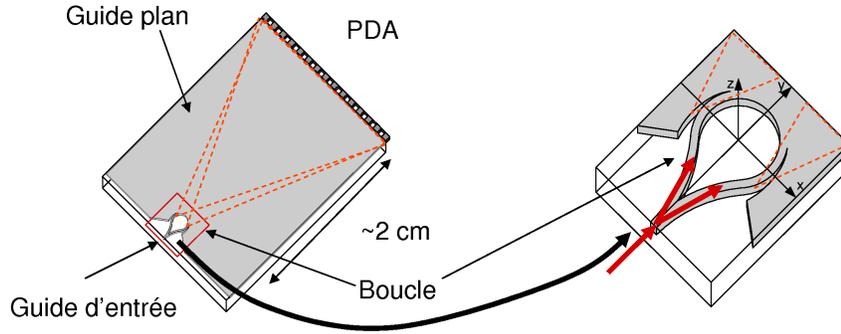


FIGURE 3.4 – Description de la structure LLIFTS (Dimension du substrat de verre : 1 cm de largeur, 3 cm de long et 1.5 mm d'épaisseur).

du signal vers l'extérieur si le rayon de courbure est suffisamment petit. Cette portion rayonnée est confinée verticalement dans un guide plan placé à proximité du guide courbe. Les deux portions de lumière ainsi rayonnées et guidées dans le guide plan induisent deux faisceaux lumineux qui se superposent créant ainsi des franges d'interférences non localisées. En plaçant une barette de photodétecteurs au bout du guide, on peut enregistrer cette frange comme montré sur la figure 3.4. L'avantage de cette structure est de pouvoir être capable de contrôler rigoureusement la forme de la frange d'interférence mesurée sur la barette de photodétecteurs. En effet, la quantité de lumière rayonnée ainsi que sa direction de propagation le long du guide courbe est contrôlée par le gap séparant le guide courbe du guide plan. Plus petit est le gap et plus grand est la partie rayonnée. Si on considère une fuite tangentielle de la lumière le long du guide courbe, on peut alors trouver l'évolution du gap permettant d'obtenir une enveloppe des franges proche d'une porte ou d'une gaussienne. De plus, à cause de la symétrie cylindrique de la structure, la longueur du guide plan choisie agira comme un effet zoom. En effet, la période d'une frange issue d'un signal monochromatique augmentera avec la longueur du guide. Ainsi la période des pixels de la barrette de photodétecteurs fixera la longueur du guide plan pour avoir un échantillonnage correct des franges. Et l'évolution du gap permettra de répartir la frange d'interférence uniquement sur la barette de photodétecteurs en superposant des enveloppes identiques pour optimiser le contraste de franges. Pour avoir la résolution spectrale maximum, il sera plus intéressant d'avoir une enveloppe proche d'une fonction porte. Dans tous les cas, il sera toujours possible de changer l'enveloppe pour prendre n'importe quel type d'apodisation.

Pour modéliser le composant, j'ai utilisé la méthode numérique précédente. Ainsi il est possible de calculer l'évolution du champ autour de la boucle. Au préalable on transforme la structure 3D en une structure 2D en utilisant la méthode de l'indice effectif (EIM) [82]. Les guides sont modélisés par des guides à saut d'indice de réfraction. La boucle est définie par un indice de réfraction  $n_1$  entourée d'un indice de réfraction du substrat  $n_0 < n_1$  et d'un rayon de courbure intérieur  $R$ .

Pour démontrer l'efficacité de la méthode, un guide courbe a été modélisé avec notre méthode et la FDTD-2D. Les résultats sont présentés sur la figure suivante 3.5. Le rayon du guide courbe est  $R = 14 \mu\text{m}$ , l'indice de réfraction du coeur et l'indice réfraction extérieur sont respectivement 1.615 and 1.515, la largeur du guide est  $4 \mu\text{m}$ , la longueur d'onde est  $1550 \text{ nm}$  et on utilise la polarisation TE ( $E_z, H_x$  et  $H_y$ ). Le guide courbe est excité par le mode fondamental du guide droit. Comme la carte de champ de ce dernier est différente du mode fondamental du guide courbe, on couple alors beaucoup d'énergie sur les modes rayonnés. Cela est d'autant plus vrai que le rayon de courbure est faible ce qui est le cas dans l'exemple choisi ici. On remarque donc que l'on obtient le même type de fuite avec les deux méthodes. Le calcul est en revanche instantané avec notre méthode, ce qui est loin d'être le cas avec la FDTD. Pour la méthode AFMM, la largeur de la zone de simulation est dans le plan  $(u, v)$  est  $30.5 \mu\text{m}$  les deux PMLs incluses avec une épaisseur de  $2 \mu\text{m}$ . Le changement de coordonnée induit une zone de simulation allant de  $r = 4.16 \mu\text{m}$  à  $r = 22.72 \mu\text{m}$ .

Après avoir calculé le champ autour du guide courbe, on garde en mémoire seulement le champ

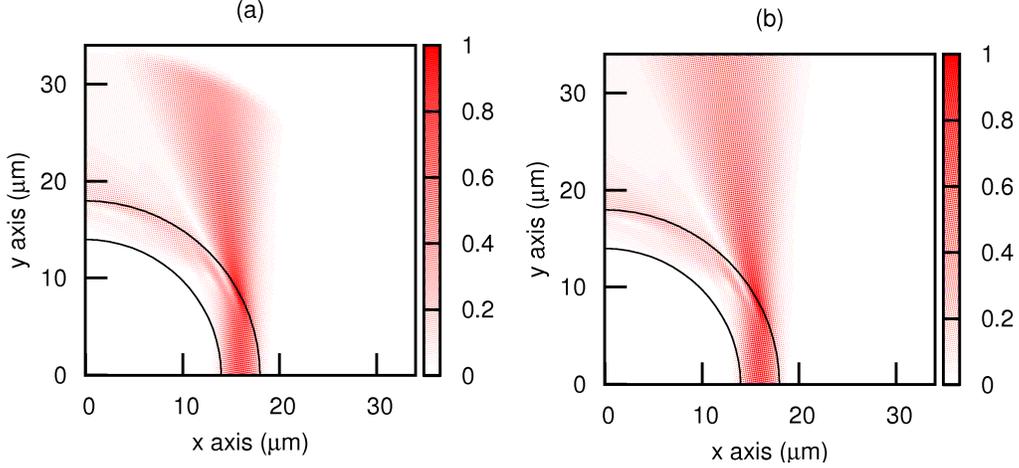


FIGURE 3.5 – Evolution du module du champ  $E_z$  dans le guide courbe avec l'AFMM et la FDTD ( $\Delta x = \Delta y = 40$  nm, l'incrément en temps normalisé est  $\Delta t = 0.007 \mu\text{m}^{-1}$  et le nombre d'itération utilisé est  $2^N$  avec  $N = 15$ ).

réparti sur un arc de cercle suffisamment loin de la courbure. On suppose ainsi que le champ n'est composé que de composantes rayonnantes. Le théorème d'Helmholtz-Kirchhoff [84] peut alors être utilisé pour calculer la propagation du champ dans le guide plan. Il est en effet possible de calculer la répartition du champ sur le plan de sortie du guide plan en considérant seulement des points sources le long de l'arc de cercle précédent. Afin de calculer le spectre spatial de la frange d'interférence ainsi obtenue à quelques centimètres de la boucle, on doit aussi utiliser une transformation de Fourier inverse adaptée pour prendre en compte le changement de symétrie (passage d'un arc de cercle à une ligne droite). En effet, si on prend un signal monochromatique, la période de la frange est constante selon un arc de cercle ce qui ne sera pas le cas sur le plan de sortie. Plus on regardera un point loin de l'axe de symétrie et plus la période spatiale de cette frange sera grande [83]. Dans la figure 3.6, des résultats sur la structure entière sont montrés. Sur la première figure, on voit l'évolution du champ dans la structure guide courbe associée au guide plan. Une grande partie du champ fuit dans le guide plan avant d'atteindre le quart de la boucle. La section simulée est toujours limitée par les PMLs. Dans ce cas la largeur du guide est  $2 \mu\text{m}$ . Le gap entre le guide courbe et le guide plan débute à un angle  $\theta_0 = -5^\circ$  et finit à  $\theta_1 = 23^\circ$ . La largeur du gap va de  $G(\theta_0) = 10 \mu\text{m}$  à  $G(\theta_1) = 0 \mu\text{m}$ . L'évolution du gap est donnée par la fonction suivante :

$$G(\theta) = G(\theta_0) \left( 1 - \sqrt{\frac{\theta - \theta_0}{\theta_1 - \theta_0}} \right) + G(\theta_1) \sqrt{\frac{\theta - \theta_0}{\theta_1 - \theta_0}} \quad (3.8)$$

Le rayon de la boucle est de  $350 \mu\text{m}$ . La partie du champ fuyante est contrôlée afin d'avoir une répartition gaussienne du champ sur le guide plan de sortie et répartie seulement sur l'ensemble des pixels de la barrette après une propagation de  $3$  cm dans le guide plan. La largeur de la frange d'interférence est alors autour de  $1$  cm ce qui donne une résolution spectrale de  $6$  nm si on utilise un pas d'échantillonnage de  $20 \mu\text{m}$  et  $2048$  éléments. Le spectre de la source optique obtenu au niveau des détecteurs et suivant la période spatiale est montré. On observe bien l'élargissement de la période spatiale de la frange fixé par le rapport  $\frac{L}{R}$  avec  $L$  la longueur du guide plan et  $R$  le rayon de la boucle. Une étape de calibration est enfin nécessaire pour convertir les périodes du spectre spatial en longueurs d'ondes optiques afin de récupérer le spectre optique de la source.

A partir de ces résultats théoriques, un composant a été réalisé en optique intégrée sur verre. Pour cela, on a utilisé des substrats de verre de Teem Photonics SA et un processus d'échange ionique Argent-Sodium [85]. Les guides sont utilisables sur la plage de longueurs d'ondes allant de  $1500$  nm à  $1640$  nm. Seule une étape de photolithographie est nécessaire pour réaliser l'ensemble de la structure ce qui rend simple la réalisation de ce type de spectromètre. Différents types de boucles avec différents rayons ont été testés. On a la même évolution en racine carré du gap présentée auparavant. A cause de la dimension initiale des substrats de verre ( $2.5$  pouces ou  $6.35$  cm), seul un guide plan d'une longueur de  $2.1$  cm a

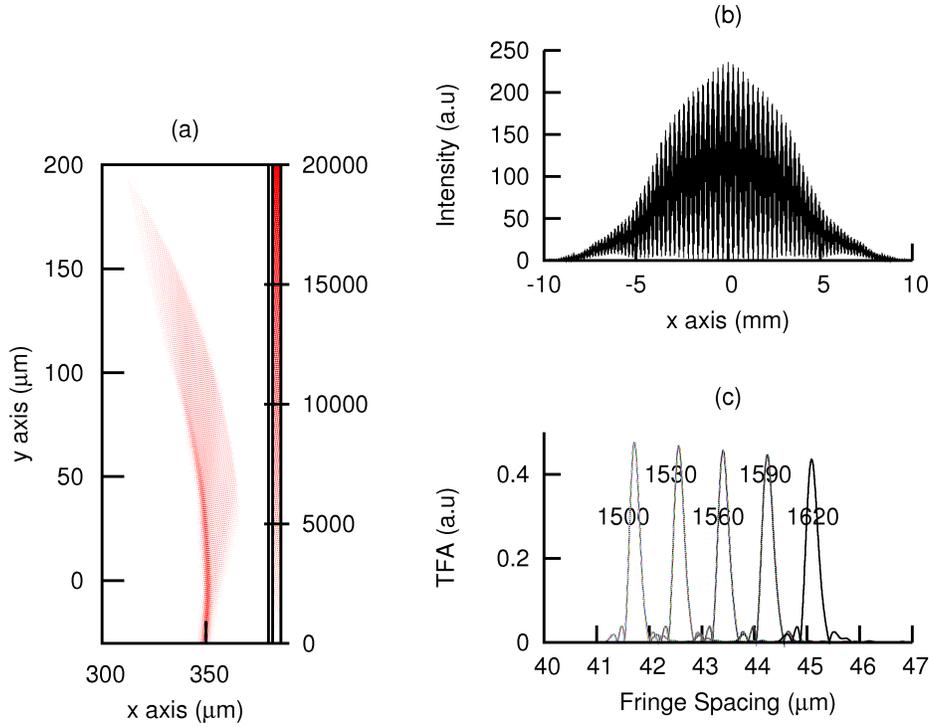


FIGURE 3.6 – a) Evolution du module du champ  $E_z$  dans le guide courbe de droite associé au guide plan. b) Frange d'interférence à la sortie du guide plan avec une source monochromatique  $\lambda = 1550$  nm. c) Spectre modélisé pour différentes sources optiques monochromatiques en échantillonnant la frange avec des pixels de  $20 \mu\text{m}$  (Les longueurs d'ondes respectives sont 1500, 1530, 1560, 1590 et 1620 nm).

été obtenu. Cette longueur est plus courte que celle modélisée. On ne pourra donc pas échantillonner la frange avec une barrette de photodétecteurs (Sous-échantillonnage de la frange).

On a ensuite caractérisé l'intensité en sortie du guide sur un banc optique. L'injection de la lumière dans le guide d'onde d'entrée se fait par l'intermédiaire d'une fibre optique positionnée sur un micropositionneur trois axes. La source optique peut soit être une source accordable monochromatique TUNICS ou une source optique large bande ASE. La répartition de l'intensité en sortie du guide plan est détectée sur une caméra proche infra-rouge à travers un objectif de microscope. Les franges d'interférence sont alors sur-échantillonnées pour avoir une meilleure précision sur la mesure de leur contraste. Pour simuler l'influence de la barrette de photodétecteurs, les franges sont intégrées sur leur hauteur. Néanmoins, seule une faible partie de l'ensemble de la frange est visible sur la caméra. Ainsi, plusieurs images successives sont nécessaires pour reconstruire entièrement l'interférogramme. Pour cela, on déplace latéralement et successivement l'ensemble objectif de microscope - caméra pour enregistrer chaque portion d'images sur les 320 pixels de la caméra. Le signal d'entrée doit être atténué pour atteindre la meilleure dynamique en intensité sur la caméra sans la saturer. Dans ce cas, la puissance d'entrée est estimée autour de  $1 \mu\text{W}$ . Finalement, la transformée de Fourier a périodique est utilisée pour obtenir le spectre de la source optique analysée. En déplaçant la longueur d'onde de la source accordable, on obtient les spectres pour ces différentes longueurs d'ondes présentés sur la Fig. 3.7.

La résolution spectrale a été ainsi obtenue pour chaque cas en mesurant la valeur à mi-hauteur des pics. Ainsi à la longueur de d'onde de  $1550$  nm, une résolution spectrale de  $14$  nm puis de  $11$  nm ont été obtenues respectivement pour des rayons des boucles de  $350 \mu\text{m}$  et  $500 \mu\text{m}$ . L'intensité est alors répartie sur une largeur d'environ  $6$  mm à la sortie du guide plan ce qui équivaut à environ une longueur de  $0.1$  mm de l'interférogramme le long du guide courbe de la boucle. Cette différence est due à l'agrandissement de la période de la frange réellement observée à la fin du guide plan qui est proportionnel au rapport  $\frac{L}{R}$ . Afin d'échantillonner correctement l'interférogramme avec la barrette, la période minimum des franges

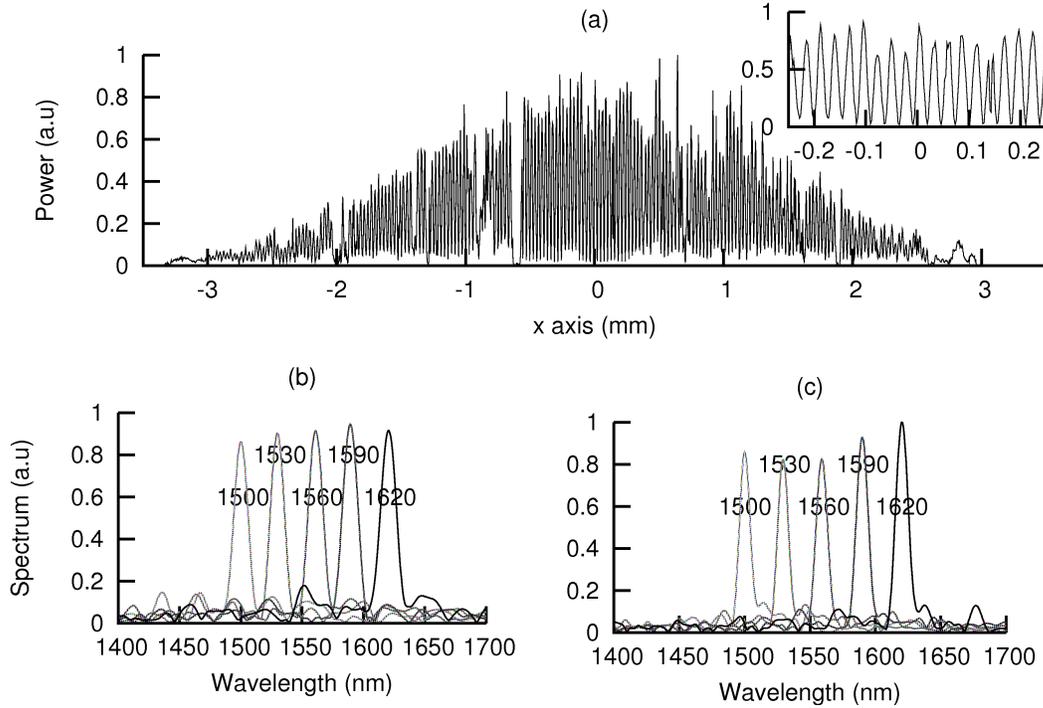


FIGURE 3.7 – a) Frange d’interférence à la sortie du guide plan avec une source monochromatique ( $\lambda = 1550$  nm) et un rayon de la boucle de  $500 \mu\text{m}$ , b) Transformée de Fourier Adaptée pour différentes longueurs d’ondes avec un rayon de la boucle de  $350 \mu\text{m}$  et c) Transformée de Fourier adaptée avec différentes longueurs d’ondes avec un rayon de la boucle de  $500 \mu\text{m}$ .

doit être au moins plus grande que la largeur de deux pixels successifs de la barette ce qui n’est pas encore le cas avec ce composant. La période de la frange est actuellement de  $29 \mu\text{m}$  et  $21 \mu\text{m}$  respectivement pour les rayons de  $350 \mu\text{m}$  et  $500 \mu\text{m}$  tandis que la largeur d’un pixel de la barette est de  $25 \mu\text{m}$ . Enfin, plus le rayon de la boucle  $R$  est grand et plus le nombre de franges détecté est important. Ceci explique la différence de résolution spectrale mesurée entre les deux types de rayon. D’autres composants vont être réalisés pour respecter ce critère d’échantillonnage en réduisant le rayon des courbures. Néanmoins, ces premières mesures confirment les valeurs théoriques données par la modélisation. On peut supposer que les légères différences observables sont principalement dues à l’utilisation d’un guide 1D à saut d’indice de réfraction à la place du guide à gradient d’indice classique obtenu après échange d’ions. Ceci a pour effet d’augmenter le contraste d’indice de réfraction du gap et de réduire le couplage entre le guide plan et le guide courbe avec la modélisation. Enfin, on peut ajouter que sur les spectres mesurés seule une déviation de  $\pm 8\%$  sur l’amplitude est observable entre chaque pic pour le même rayon de courbure de la boucle. Un léger étallonnage en amplitude sera alors nécessaire sur l’instrument final.

Pour contrôler le fonctionnement du LLIFTS, la source monochromatique a été ensuite remplacée par une source large bande ASE (Amplified Spontaneous Emission). Les résultats sont montrés sur la Fig. 3.8. Le spectre de référence a été mesuré avec un analyseur de spectre optique Anritsu avec une résolution spectrale de  $0.1\text{nm}$ . Avant d’effectuer la comparasion, premièrement l’interférogramme est calculé à partir de ce spectre à travers un FTS idéal. Deuxièmement, ce même interférogramme a été multiplié avec l’enveloppe de l’interférogramme mesuré sur le LLIFTS avec une source monochromatique à la longueur d’onde de  $1550$  nm. Finalement, le spectre mesuré a été comparé avec le spectre de référence modifié. L’intérêt de cette méthode est de comparer des spectres avec des résolutions spectrales identiques. Dans ce cas, les spectres sont très similaires. En effet, le déplacement en longueur d’onde observable avec le rayon de  $500 \mu\text{m}$  est plus petit que la résolution spectrale en longueur d’onde du LLIFTS. Un autre test a été de faire le même type de comparaison avec une mesure réalisée avec un démultiplexeur de bande CWDM de OMRON placé entre la source ASE et le LLIFTS. Les spectres sont tout aussi similaires ce qui valide l’efficacité du LLIFTS.

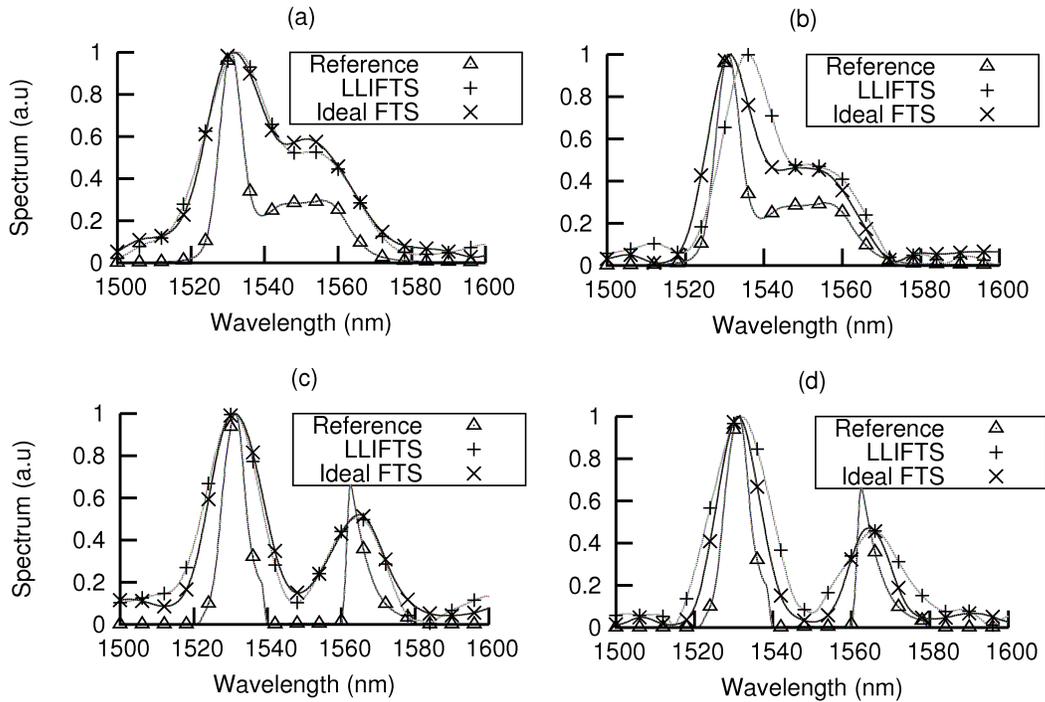


FIGURE 3.8 – Spectres de différentes sources large bande avec différents rayons de courbure des boucles. a) Source ASE avec  $R = 350 \mu\text{m}$ , b) Source ASE avec  $R = 500 \mu\text{m}$ , c) Source ASE filtrée par un démultiplexeur CWDM de OMRON avec  $R = 350 \mu\text{m}$  et d) Source ASE filtrée avec un démultiplexeur CWDM de OMRON avec  $R = 350 \mu\text{m}$

Pour conclure, j'ai démontré la possibilité de réaliser un FTS complètement intégré. Premièrement, Pierre Benech et moi avons proposé une idée de spectromètre original. Deuxièmement, j'ai essayé de trouver des solutions pour le modéliser. Troisièmement, j'ai ainsi montré la possibilité de définir un design spécifique pour atteindre les objectifs attendus par ce type de composant. Quatrièmement, des réalisations et des mesures ont été ensuite effectuées. Enfin et cinquièmement, j'ai pu évaluer ces performances qui sont très encourageantes. Ce type de système peut tout à fait concurrencer les systèmes OEM spectrométriques sur le marché actuel comme Ocean Optics ou Arcoptix. L'intégration est poussée plus loin et on élimine toutes optiques de volume sensibles à la poussière et nécessitant des réglages manuelles lors de son assemblage. Il ne manque à l'heure actuelle qu'une dernière étape, l'ajout d'une barrette de photodétecteurs. D'autres structures sont en cours de réalisation pour obtenir une longueur de guide plan suffisamment grande pour avoir un interférogramme susceptible d'être correctement échantillonné par la barrette de photodétecteurs dans le proche infra-rouge. Pour cela de nouvelles modélisations ont été faites pour prendre en compte le gradient d'indice de réfraction obtenu avec l'échange ionique. En effet, l'évolution du gap optimal est assez sensible à l'évolution du contraste d'indice de réfraction des guides. La gamme des longueurs d'ondes susceptibles d'être détectée est limitée par la longueur d'onde haute, la longueur d'onde de coupure de la barrette de photodétecteurs de 1700 nm et la longueur d'onde basse fixée par l'association de la taille du pixel et de la période spatiale de la frange à la sortie du guide plan. Ce type de structure peut être transféré dans d'autres gammes de longueurs d'ondes et spécifiquement dans le domaine visible. En effet, à ces longueurs d'ondes on peut obtenir des résolutions spectrales beaucoup plus importantes le nombre de pixels d'une barrette pouvant être plus grand (2048 pixels à la place de 512 pixels pour le moment en proche infra-rouge). Dans ce cas, la structure à boucle rayonnante peut être un bon moyen pour des mesures interférométriques comme la tomographie en optique cohérente (OCT). Enfin, on a pu montrer l'intérêt de développer des outils de modélisation poussés ou innovants. En effet, grâce à la modélisation quasi-parfaite des courbures, on a amené une forme de structure originale pour répondre à la demande d'obtenir un interférogramme suffisamment grand et contrasté.

# Chapitre 4

## Cavité résonante 2D

Ces derniers années de grands développements technologiques ont été faits dans le domaine de la microphotonique et notamment pour réaliser des structures photoniques en SOI [86]. La maîtrise de cette technologie permet maintenant de réaliser de nouvelles structures fortement intégrées qui sont maintenant des éléments de base dans le domaine passif pour le routage optique [87, 88, 89], dans le domaine non linéaire pour la modulation [90] ou dans le domaine actif pour la réalisation de sources optiques [91]. Les anneaux ou les microdisques sont des exemples de ces nouveaux éléments. Ce sont de nouvelles structures respectant une symétrie cylindrique. Elles sont aussi ouvertes induisant un rayonnement du signal de l'intérieur du microdisque vers l'extérieur. Ce type de symétrie permet d'utiliser les compétences acquises et montrées dans les chapitres précédents. Il est néanmoins ici plus intéressant de résoudre les équations de Maxwell en utilisant directement les coordonnées cylindriques. On pourra aussi voir que dans certains cas une décomposition de Fourier peut être fortement intéressante pour définir la résonance de certaines structures. De plus, en deux dimensions, il n'est pas nécessaire d'utiliser des méthodes numériques lourdes. Je vais donc montrer des outils pseudo analytiques rapides très précis pour aider au développement de ces systèmes. Et j'appuierai sur une des difficultés de modélisation de ces structures qui est leur interaction avec d'autres structures intégrées.

### 4.1 Microdisque

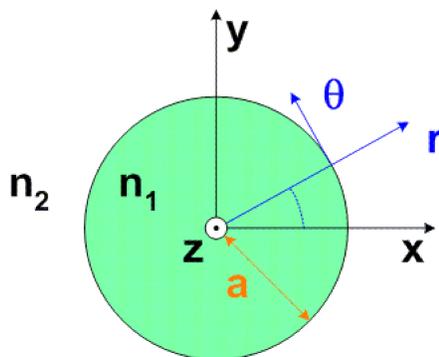


FIGURE 4.1 – Schéma d'un microdisque de rayon  $a$ .

La modélisation d'un microdisque en deux dimensions revient à simuler un cylindre invariant sur l'axe  $z$  comme sur la Fig. 4.1. On retrouve ainsi les équations d'Helmholtz en coordonnées cylindriques en TE avec l'équation 3.1 ou en TM avec l'équation 3.2. Seulement des matériaux non magnétiques seront utilisés ce qui induit  $\mu_{rr} = \mu_{r\theta} = 1$ . Dans ce chapitre, des cavités résonantes vont être étudiées où les composantes des champs solutions sont :

$$\mathbf{F}_z = Ae^{\pm jm\theta} F(r) \quad (4.1)$$

avec  $\mathbf{F}_z$  qui peut être soit le champ électrique  $\mathbf{E}_z$  en TE ou le champ magnétique  $\mathbf{H}_z$  en TM,  $m$  un entier correspondant au nombre de périodes du signal sur la périphérie du disque. En effet, ce dernier caractérise la propriété résonante de la cavité c'est à dire que le signal qui tourne doit interférer constructivement après un tour de propagation.  $\mathbf{F}_r$  est une fonction déterminant l'évolution radiale du signal selon l'axe  $r$ . Cette fonction dépend du type de mode que l'on cherche à définir. On cherche à étudier les modes qui sont le plus confiné dans ce type de structures appelés des modes de galerie. Pour les définir, la nouvelle expression des équations d'Helmholtz peut être définie dans les zones radiales où la permittivité  $\epsilon_r$  est constante comme :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \mathbf{F}_r}{\partial r} \right) + \left[ k_0^2 \epsilon_r - \frac{m^2}{r^2} \right] \mathbf{F}_r = 0 \quad (4.2)$$

Les solutions de ces équations sont connues [92]. Si on se trouve dans le cylindre, la solution est une fonction de Bessel  $J_m(k_0 n_1 r)$  avec  $n_1$  qui est l'indice de réfraction du cylindre. Cette fonction caractérise une onde stationnaire. A l'extérieur, la solution est une fonction de Hankel de première espèce  $H_m^{(1)}(k_0 n_2 r)$  ou de deuxième espèce  $H_m^{(2)}(k_0 n_2 r)$  avec  $n_2$  qui est l'indice de réfraction du milieu extérieur. La première fonction caractérise une onde propagative entrante dans le disque et la seconde est une onde propagative sortant du disque. On peut comparer ces fonctions aux modes rayonnés d'un guide droit. A l'intérieur du guide, une onde stationnaire est caractérisée par une fonction cosinusoidale  $\cos(\sqrt{(k_0 n_1)^2 - (k_0 n_{eff})^2} x)$  avec  $x$  un axe transverse au guide et  $n_{eff}$  l'indice effectif du mode rayonné. A l'extérieur du guide les ondes propagatives entrantes et sortantes sont caractérisées par des fonctions exponentielles complexes  $e^{\pm j\sqrt{(k_0 n_2)^2 - (k_0 n_{eff})^2} x}$ . Le signe détermine le sens de cette propagation (positif pour une onde entrante et négatif pour une onde sortante).

- Il y a principalement deux méthodes pour déterminer les résonances de ces cavités :
- le régime en oscillation forcée
  - le régime en oscillation libre

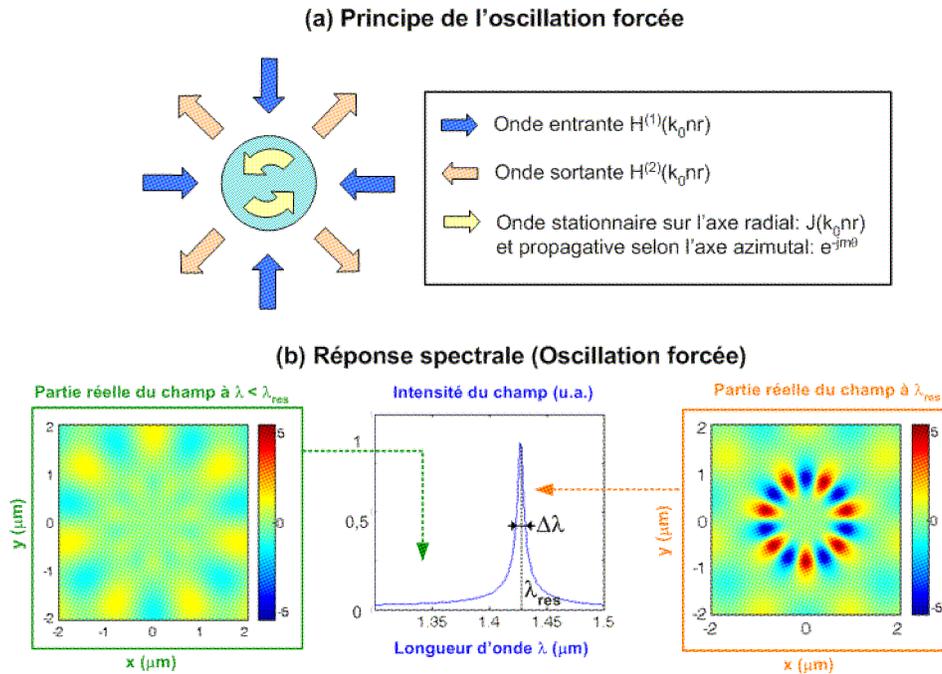


FIGURE 4.2 – a) Description du principe de l'oscillation forcée et b) Réponse spectrale de l'oscillation forcée

Le premier régime correspond au mode de fonctionnement utilisé pour caractériser la réponse spectrale d'un résonateur Pérot-Fabry constitué d'un miroir parfait et d'un miroir d'entrée avec un module de

coefficient de réflexion  $|\rho| < 1$  par exemple. On envoie une onde propagative sur le résonateur et on observe le signal réfléchi. Si la longueur d'onde d'excitation est en dehors du spectre de résonance de la cavité, le signal à l'intérieur de la cavité interfère destructivement et induit donc un signal d'amplitude quasi-nulle dans la cavité. Dans le cas contraire, l'onde entre en résonance avec le mode de la cavité ce qui induit une augmentation du signal dans la cavité. Et quelque soit la longueur d'onde d'excitation, l'ensemble du signal est réfléchi. Avec des résonateurs circulaires, on obtient le même comportement comme sur la Fig. 4.2. L'excitation se fait par le biais de l'onde entrante définie par la fonction de Hankel de première espèce  $A_1 H_m^{(1)}(k_0 n_2 r)$  d'amplitude  $A_1$ . Le mode résonant dans la cavité est caractérisé par la fonction de Bessel  $B J_m(k_0 n_1 r)$  avec  $B$  l'amplitude du signal. A la résonance, cette amplitude sera importante (interférence constructive entre les deux ondes). Sinon, cette amplitude sera quasi-nulle (interférence destructive entre les deux ondes). Enfin, la seule voie de sortie du signal stocké dans la cavité étant le milieu extérieur, la fuite sera alors caractérisée dans tous les cas par une fonction de Hankel de deuxième espèce avec une amplitude  $A_2$  soit  $A_2 H_m^{(2)}(k_0 n_2 r)$ . La valeur absolue de cette amplitude doit néanmoins être la même que celle de l'onde entrante. Ainsi en balayant, l'évolution du rapport  $\frac{B}{A_1}$ , on va pouvoir déterminer la longueur d'onde de résonance en situant le maximum de cette fonction. Le facteur de qualité sera donné par le rapport du module de la fréquence de résonance sur la largeur à mi-hauteur (si l'évolution est convertie en puissance) soit  $Q = \frac{\lambda_{res}}{\Delta\lambda}$ . Pour connaître la valeur de  $B$  en fonction de  $A_1$ , on doit vérifier la continuité des composantes tangentielles des champs à l'interface du cylindre à  $r = a$  avec  $a$  le rayon du cylindre ce qui donne les relations suivantes :

$$\begin{cases} B J_m(k_0 n_1 a) & = A_1 H_m^{(1)}(k_0 n_2 a) + A_2 H_m^{(2)}(k_0 n_2 a) \\ B \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^{2p} \left(\frac{n_1}{n_2}\right) \frac{\partial J_m(k_0 n_1 a)}{\partial r} & = A_1 \frac{\partial H_m^{(1)}(k_0 n_2 a)}{\partial r} + A_2 \frac{\partial H_m^{(2)}(k_0 n_2 a)}{\partial r} \end{cases} \quad (4.3)$$

avec les champs parallèles à l'interface  $E_z$  et  $H_\theta$  en polarisation TE ( $p = 0$ ) et ensuite les champs parallèles à l'interface  $H_z$  et  $E_\theta$  en polarisation TM ( $p = 1$ ).

En régime d'oscillation forcée, la valeur de  $A_1$  est connue. On a donc un système à deux équations et deux inconnus. Il suffit d'exprimer alors  $B$  et  $A_2$  en fonction de  $A_1$  pour obtenir son évolution en fonction de la longueur d'onde.

Le second régime, dit oscillation libre, décrit un autre mode de fonctionnement du résonateur. Dans cette configuration, il n'y a pas de sources extérieures. La lumière est supposé être déjà dans le disque. Elle tourne à l'intérieur et fuit progressivement comme le montre la Fig. 4.3. L'amplitude du champ varie dans le temps selon une loi [93] en  $\cos(\omega_r t) \exp(-\alpha t)$ . Le terme  $\alpha > 0$  désigne alors le coefficient d'atténuation temporel de la cavité. En effet, comme dans tout résonateur en oscillation libre, la lumière fuit du disque à la pulsation de résonance  $\omega_r = \frac{2\pi}{\lambda_r} c$ , avec  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide. L'énergie diminue donc progressivement à l'intérieur de la cavité. Cette atténuation est caractérisée par le coefficient d'atténuation  $\alpha$  caractéristique du résonateur. Le facteur de qualité  $Q$  peut s'exprimer à partir de ces données par la relation  $Q = \frac{\omega_r}{2\alpha}$  [93]. Une cavité résonante ayant un fort coefficient de qualité conserve donc longtemps la lumière en son sein. Ainsi, le coefficient d'atténuation  $\alpha$  peut être également représenté par la durée de vie  $\tau = \frac{1}{\alpha}$  du photon dans la cavité. La représentation mathématique de ce régime se traduit au niveau de l'interface du cylindre par le nouveau couple d'équations TE et TM suivants :

$$\begin{cases} B J_m(k_0 n_1 a) & - A_2 H_m^{(2)}(k_0 n_2 a) = 0 \\ B \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^{2p} \left(\frac{n_1}{n_2}\right) \frac{\partial J_m(k_0 n_1 a)}{\partial r} & - A_2 \frac{\partial H_m^{(2)}(k_0 n_2 a)}{\partial r} = 0 \end{cases} \quad (4.4)$$

où l'on retrouve le signal stationnaire à l'intérieur du disque relié simplement à une onde propagative fuyant à l'extérieur du disque. Les solutions de ce couple d'équation sont données par le calcul du déterminant égal à zéro. Ainsi en utilisant une simple routine numérique de recherche de zéro d'une fonction, on peut déterminer très rapidement la longueur d'onde de résonance. Comme cette valeur est complexe soit  $\lambda_c = \lambda_r + j\lambda_i$ , on obtient aussi très facilement le coefficient de qualité en utilisant la relation  $Q = \frac{\lambda_r}{2\lambda_i}$  et la

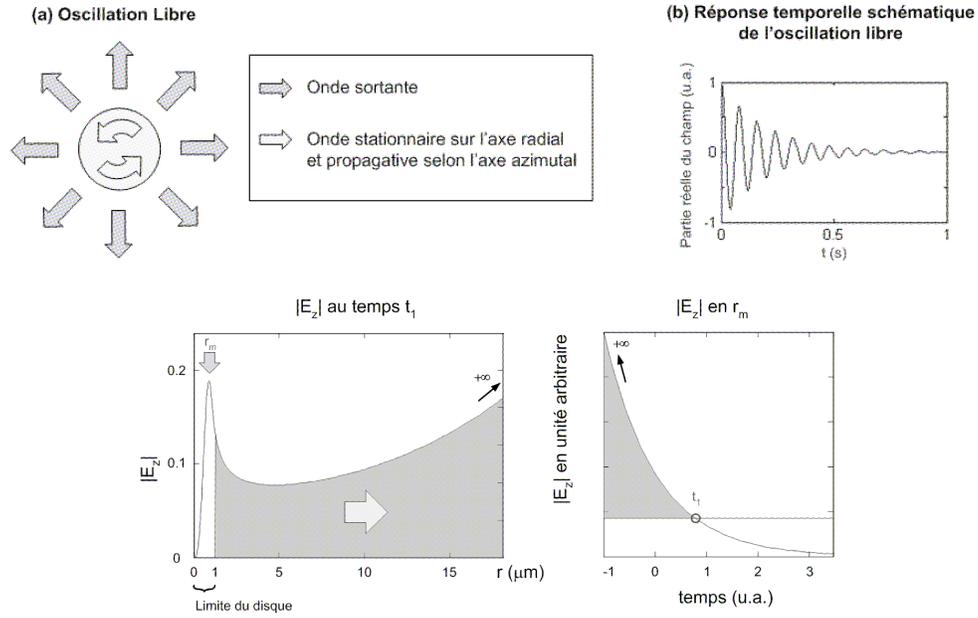


FIGURE 4.3 – a)Description du régime en oscillation libre et b)Description de la divergence de ce signal avec ce type de régime.

longueur d'onde de résonance  $|\lambda_c|$ . Ces cavités sont généralement multimode. En effet, pour chaque ordre azimutal  $m$ , il existe plusieurs modes de résonance caractérisés par l'ordre radial  $l$ . Ce dernier permet en fait de définir le nombre de résonance du champ sur l'axe radial qui est de  $l + 1$ . Sur la Fig. 4.4, on peut voir la longueur d'onde de résonance qui décroît avec  $m$  alors que le coefficient de qualité augmente avec  $m$ . Et la longueur d'onde de résonance et le coefficient de qualité décroissent avec  $l$ . Le mode fondamental caractérisé par  $l = 0$  est donc le mode le plus confiné qui est généralement celui que l'on cherche à utiliser.

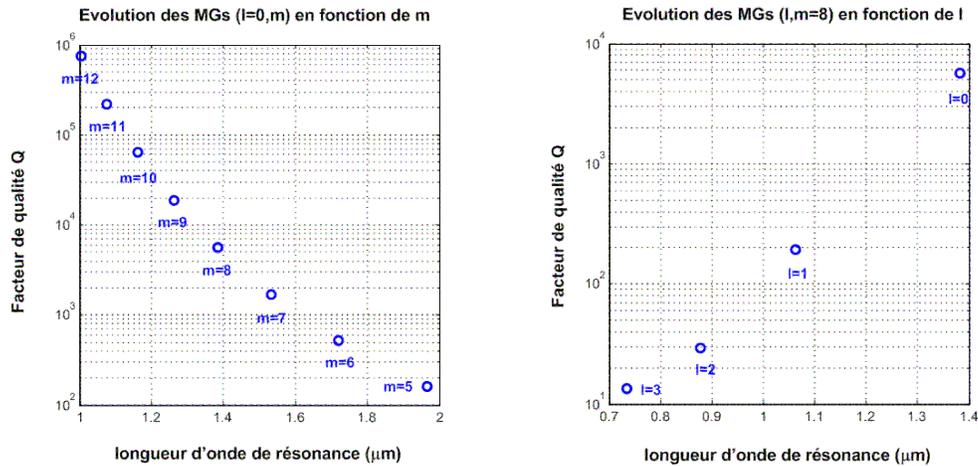


FIGURE 4.4 – Evolution de la longueur d'onde de résonance et du coefficient de qualité selon l'ordre azimutal  $m$  et l'ordre radial  $l$  pour un disque de Si entouré d'air et un rayon  $a = 1 \mu\text{m}$ .

Le régime en oscillation forcée peut être pratique à utiliser si on connaît facilement la nature de l'onde excitatrice ce qui n'est pas forcément le cas lorsque l'on approche un mode guidé d'un guide droit proche du microdisque. L'utilisation du mode de l'oscillation libre semble plus naturel mais on se retrouve devant un problème de normalisation de mode. En effet, la définition du mode en oscillation libre impose une divergence de l'amplitude du champ selon l'axe radial quand  $r \rightarrow \infty$ . Ainsi le mode n'est alors plus

normalisable. Au début des études des microdisques, on a souvent éliminé cette contrainte en imposant un champ nul à partir d'une certaine distance  $r$  [94] ou en imposant un champ évanescents à l'extérieur du microdisque [95] pour le rendre normalisable. Ces approximations étaient généralement viables pour des résonateurs à fort coefficient de qualité. Il était alors intéressant de proposer d'autres solutions en prenant en compte la nature divergente de ce mode comme celle décrite dans la section suivante.

## 4.2 Couplage Microdisque-Guide

Il est très pratique d'utiliser les microdisques comme source laser. En effet, avec des forts contrastes d'indice de réfraction, on peut obtenir des sources lasers compacts avec de forts coefficients de qualité. Mais le fonctionnement de ces résonateurs avec des guides optiques est primordial. Les guides permettent d'injecter ou de récupérer la lumière dans le résonateur grâce au couplage par onde évanescente [96]. Cette solution semble la plus intéressante pour récupérer la lumière issue du disque en configuration laser. Enfin, les guides permettent un couplage vers l'extérieur au moyen de fibres optiques. Les modes de galerie sont dans ce cas souvent décrits par des modes définis par le régime d'oscillation libre. Les pertes seront en fait compensées par le matériau en régime permanent. Cette comparaison est d'autant plus vraie que le coefficient de qualité du résonateur est grand. On retrouve donc une longueur d'onde de résonance complexe et des champs divergeants spatialement. La problématique de cette structure montrée sur la Fig. 4.5 est d'évaluer ensuite la puissance couplée dans le guide droit de sortie afin de choisir le gap optimum entre le guide droit et le microdisque. Une méthode classique souvent utilisée pour étudier le couplage entre différentes structures est la méthode de perturbation. Cette méthode est rapide mais elle nécessite généralement des modes normalisables ce qui n'est ici pas le cas avec le mode de galerie du microdisque. Néanmoins, j'ai pu proposer une solution analytique à ce problème afin d'avoir des temps de calculs rapides pour étudier ce type de structure. Ce travail a été financé par un projet RMNT qui a débuté en 2001 d'une durée de 3 ans avec comme partenaires le LEOM, ST, LETI, LTM et l'IRCOM.

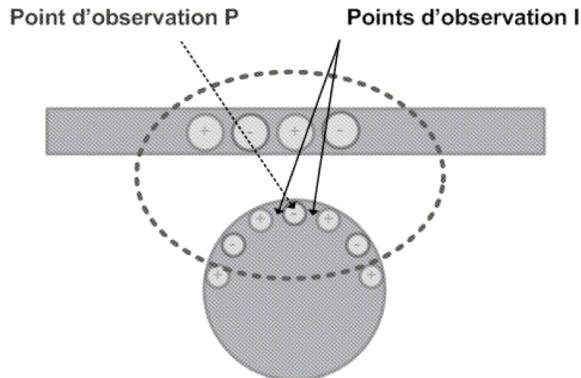


FIGURE 4.5 – Couplage entre un microdisque et un guide. Utilisation de plusieurs points d'observation pour la FDTD.

Avant de décrire de manière non exhaustive la méthode de perturbation, il est important de rappeler quelques relations essentielles mettant en avant les différentes pertes du microdisque. Dans le cas de l'oscillation libre, le disque passif voit son énergie fuir au niveau de ses courbures. Le couplage avec un guide adjacent augmente les pertes ce qui se traduit par une augmentation de la partie imaginaire de la pulsation complexe du mode de galerie. Le champ  $\mathbf{F}_z$ , décrit en oscillation libre, est donc tel que :

$$\mathbf{F}_z(\mathbf{r}, t) \propto e^{(j\omega_r - \alpha - \alpha_c)t}, \quad (4.5)$$

où  $\alpha$  est le coefficient d'atténuation du résonateur à vide et  $\alpha_c$  représente les pertes issues du couplage avec le guide. Dans ce cas, le facteur  $\alpha_c$  participe uniquement à l'élargissement de la raie d'émission du laser. En ce qui concerne la variation d'énergie dans le disque, celle-ci est due aux pertes naturelles du disque ( $P_r$  puissance rayonnée de manière isotrope autour du microdisque) et aux pertes issues du couplage avec le guide ( $P_g$  puissance couplée dans le guide).

$$\frac{d|\mathbf{F}_z(\mathbf{r}, \mathbf{t})|^2}{dt} = P_r + P_g. \quad (4.6)$$

En dérivant le carré du module de l'équation 4.5 et en la comparant à l'équation 4.6, les puissances guidée et rayonnée s'expriment de la manière suivante  $P_g = 2\alpha_c |F_z(r, t)|^2$  et  $P_r = 2\alpha |\mathbf{F}_z(\mathbf{r}, \mathbf{t})|^2$ . En combinant les deux équations on obtient le coefficient de qualité de la structure chargée :

$$Q = \frac{\omega_{res}}{2(\alpha_c + \alpha)} = \frac{\omega_{res}}{1 + \frac{P_g}{P_r}} \quad (4.7)$$

La puissance en sortie est donc liée au coefficient de couplage et donc à la séparation entre le disque et le guide. Dans ce cas précis, l'optimum est essentiellement lié au gain du matériau (Compensation de l'ensemble des pertes par le gain du matériau). Dans ce cas, le gap entre le microdisque et le guide est choisi lorsque l'on a un facteur de qualité divisé par deux c'est à dire un rapport  $\frac{P_g}{P_r} = 1$ . Dans cette configuration, le microdisque est considéré comme l'élément de perturbation du guide droit monomode. Deux modes peuvent se propager dans le guide : un mode se propageant vers les  $x$  positif et un mode se propageant vers les  $x$  négatif. Les deux modes de ce guide sont normalisables. Ces deux directions sont dues à l'existence des deux modes contra-propagatifs tournant dans le microdisque pour créer un mode stationnaire. En appliquant la méthode de perturbation [97], on peut facilement obtenir la puissance guidée  $P_g$ . La puissance rayonnée du microdisque est quant à elle donnée par la relation suivante  $P_r = \frac{1}{2} Re \left[ \int_{\theta} \int_z (\mathbf{E}_d \wedge \mathbf{H}_d^*) \cdot d\theta dz \right]$  qui correspond au vecteur de Poynting selon la direction  $r$ .  $\mathbf{E}_d$  et  $\mathbf{H}_d$  sont respectivement les champs transverses électrique et magnétique du microdisque. Cette dernière valeur dépend de la position  $r$ . On choisit  $r = r_c$ , position où la dérivée du champ est nulle à l'extérieur du disque [94]. Elle dépendra donc de la dimension du microdisque.

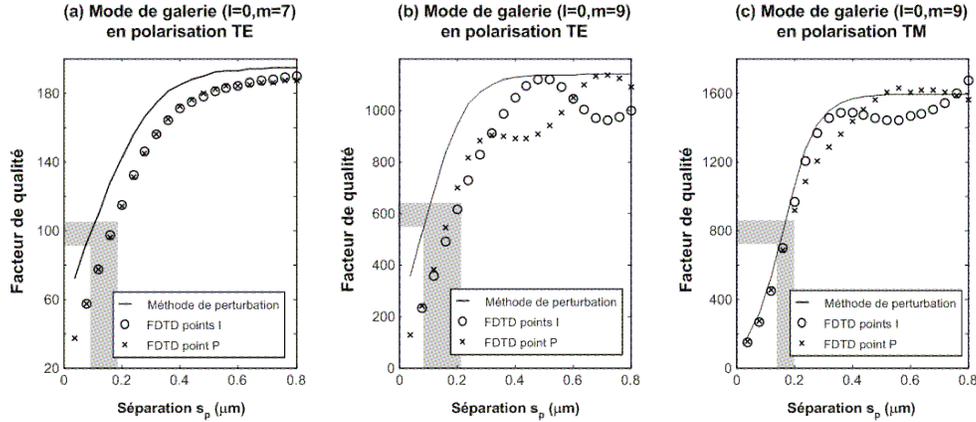


FIGURE 4.6 – Comparaison entre la méthode de perturbation et la méthode FDTD. (a) Cas du mode de galerie (0,7) en polarisation TE. (b) Cas du mode de galerie (0,9) en polarisation TE. (c) Cas du mode de galerie (0,9) en polarisation TM. Les zones où le couplage critique est approché sont grisées.

Je vais maintenant comparer les résultats de ce modèle avec ceux obtenus avec la méthode numérique FDTD [98]. Pour cela, je vais m'intéresser au cas d'un disque d'indice de réfraction  $n_1 = 2,2$  entouré d'air, placé à proximité d'un guide de largeur  $l_g = 0,3 \mu\text{m}$ . Le rayon du disque est de  $1 \mu\text{m}$ . Pour valider le modèle et les hypothèses, je m'intéresserai plus particulièrement à la zone de couplage entourée en pointillé sur la figure 4.5b. Par la suite en observant le champ en des points particuliers, un phénomène intéressant sera observé. Ces points sont indiqués par des flèches sur la figure 4.5b. Le point d'observation P, indiqué par la flèche en pointillé, correspond au lobe du champ qui se trouve le plus proche du guide. Les points I sont situés de part et d'autre de ce point, au niveau où le champ est nul. Sur la figure 4.6, l'évolution des facteurs de qualité calculée par les deux méthodes est présentée en fonction de la séparation  $s_p$  entre le disque et le guide. Sur la figure 4.6a, les résultats pour le mode de galerie d'ordre

( $l = 0, m = 7$ ) montrent une bonne correspondance entre les deux modèles. Le léger décalage est imputable aux discontinuités du champ électrique qui sont négligées dans notre modèle et qui sont importantes pour la polarisation TE. En effet, pour cette polarisation, le champ électrique est contenu dans le plan ( $y, x$ ). Les discontinuités au niveau des parois du guide et du disque sont donc importantes. Pour ces simulations, aucune différence entre les résultats issus de l'observation de l'amplitude aux points P et I n'est observée. Par contre, sur la figure 4.6b, une nette distinction des courbes est observée pour les ordres azimutaux supérieurs comme l'ordre  $m = 9$ . Il y a toujours une bonne correspondance pour les deux modèles, mais cette fois un phénomène de battement est observé qui diffère pour les deux points d'observation. Les résultats obtenus pour la polarisation TM, sur la figure 4.6c, confirment la présence de ce phénomène. Ce phénomène peut être expliqué par une levée de dégénérescence du mode stationnaire du disque du à la présence du guide. En effet, on peut facilement supposer que le mode stationnaire avec un maximum situé sur le point P n'aura pas la même interaction avec le guide que le mode orthogonal ayant un minimum sur le point P [99]. Il a été aussi montré l'apparition de cette levée de dégénérescence induite par la simple présence de rugosités sur la périphérie du disque [100]. La figure 4.6c montre également que les décalages observés pour les courbes 4.6a et 4.6b pour la polarisation TE ont disparu. Ceci appuie notre interprétation précédente qui impute ces décalages aux discontinuités du champ électrique au niveau des interfaces. Pour conclure, rappelons que le programme mettant en oeuvre le modèle analytique est particulièrement rapide (quelques secondes pour une simulation, contre plusieurs heures en FDTD sur un PC pentium IV 1.4Ghz).

### 4.3 Applications : structures passives SOI

Ce type de modélisation a pu être directement appliqué sur le développement de microdisques SOI pour la réalisation de démultiplexeurs en longueurs d'ondes. Cette partie a été financée par un projet ACI qui a débuté en 2003 d'une durée de 2 ans avec comme partenaires le LEOM, LETI, DRFMC, IEF, LPM, LIP6 et IRIT. En effet, les interconnexions électroniques classiques pourraient être remplacées par le biais de guides optiques réalisés sur le même support que les circuits de microélectronique. Pour augmenter la possibilité de rediriger les horloges, il a été proposé d'utiliser le multiplexage en longueurs d'ondes en associant une zone de distribution à une longueur d'onde spécifique. La taille faible des résonateurs à microdisques fut alors mise en avant pour les utiliser en tant que briques de base dans ce type d'application. Le signal à traiter est alors transmis dans un guide droit. Ce dernier est alors mis en contact avec un microdisque. Dans ce premier cas, le signal excitateur est dans le guide droit. On suit donc un régime en oscillation forcée. On obtient alors un filtre réjecteur en longueur d'onde [101]. En effet, à chaque longueur d'onde de résonance, le signal du guide peut se coupler dans le microdisque via son onde propagative d'une manière constructive et rayonner ensuite à l'extérieur du microdisque. Pour cela, le signal peut être totalement prélevé si la puissance couplée du guide vers le microdisque sur un aller correspond exactement à la puissance perdue par le disque au bout d'un tour de propagation c'est à dire que  $\alpha = \alpha_c$ . Et dans ce cas, le coefficient de qualité du résonateur  $Q$  est la moitié du coefficient de qualité du microdisque à vide soit  $\frac{Q_0}{2}$ . Un exemple de transmission est montré sur la Fig. 4.7. On remarque l'optimum de réjection du signal obtenu pour un gap  $s_p$  proche de 230nm. L'application du calcul précédent donne des valeurs proches de 210nm. La méthode est donc vérifiée pour ce type de structure.

En ajoutant un deuxième guide droit de l'autre côté du microdisque comme sur l'image MEB présentée sur la Fig. 4.8, on peut récupérer le signal couplé dans le microdisque dans ce deuxième guide droit. A cause de la rotation de l'onde propagative du microdisque, le signal est alors découplé dans le sens opposé. Avec cette configuration symétrique, il est impossible de récupérer totalement le signal dans le deuxième guide droit. Ainsi on choisit une distance de gap  $s_p$  pour obtenir un coefficient de qualité  $Q = \frac{Q_0}{2}$ . Ce travail avait montré la possibilité de réaliser des très petits résonateurs avec des diamètres de disque inférieurs à 3  $\mu\text{m}$ . Pour les filtres réjecteurs, une réjection de 20 dB a été obtenue avec des coefficients de qualité autour de 1000. En revanche, pour les démultiplexeurs les puissances découplées n'étaient pas sans pertes. A cause de la configuration symétrique de la structure et des pertes des microdisques, on obtenait 8 dB de pertes d'insertion pour passer d'un guide à l'autre à la résonance avec des coefficients de qualité du même ordre. Néanmoins, il a été montré qu'avec des microdisques de cette taille seuls les modes fondamentaux étaient excités limitant le nombre de résonance ce qui n'était forcément pas le cas pour des microdisques de tailles plus grandes.

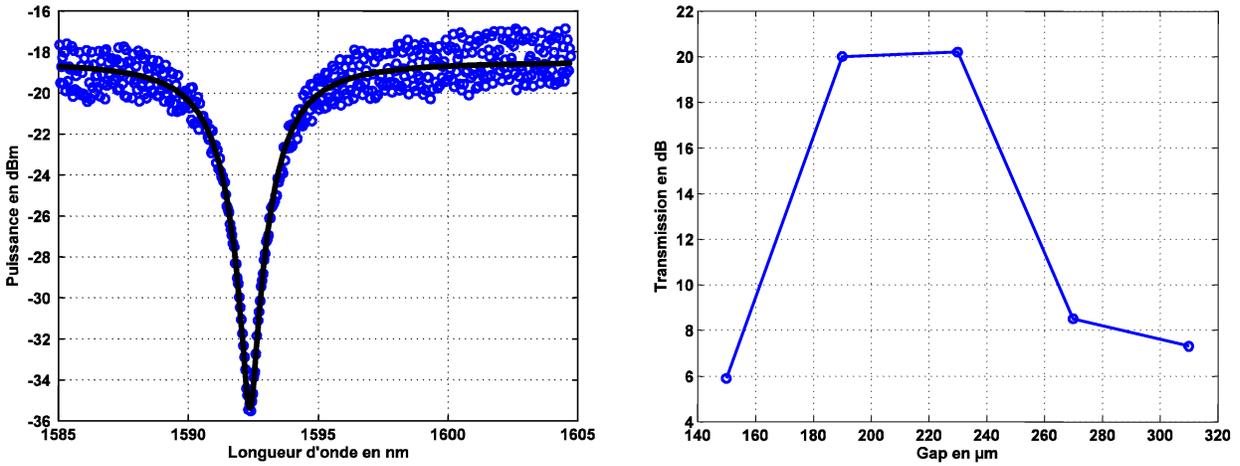


FIGURE 4.7 – a) Transmission de la puissance optique dans le guide droit d'un filtre réjecteur de longueur d'onde ( $s_p = 230nm$ , diamètre du disque de  $2.92 \mu m$ ) et b) Evolution de l'efficacité de réjection en fonction de  $s_p$ .

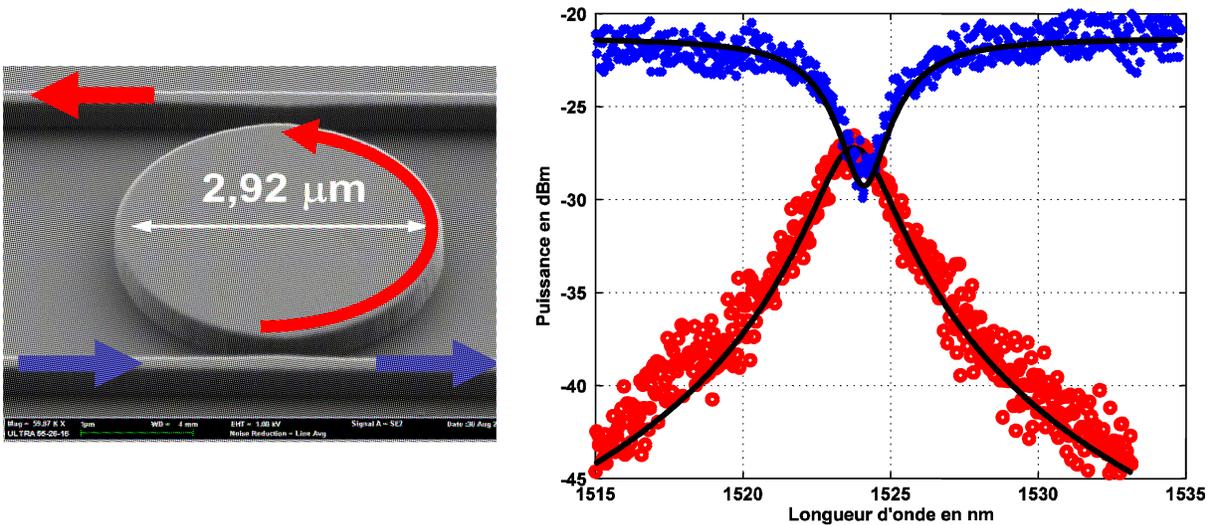


FIGURE 4.8 – a) Image MEB d'un demultiplexeur en longueur d'onde sur SOI b) Evolution de la puissance du signal sur le guide droit et le deuxième guide de découplage en fonction de la longueur d'onde.

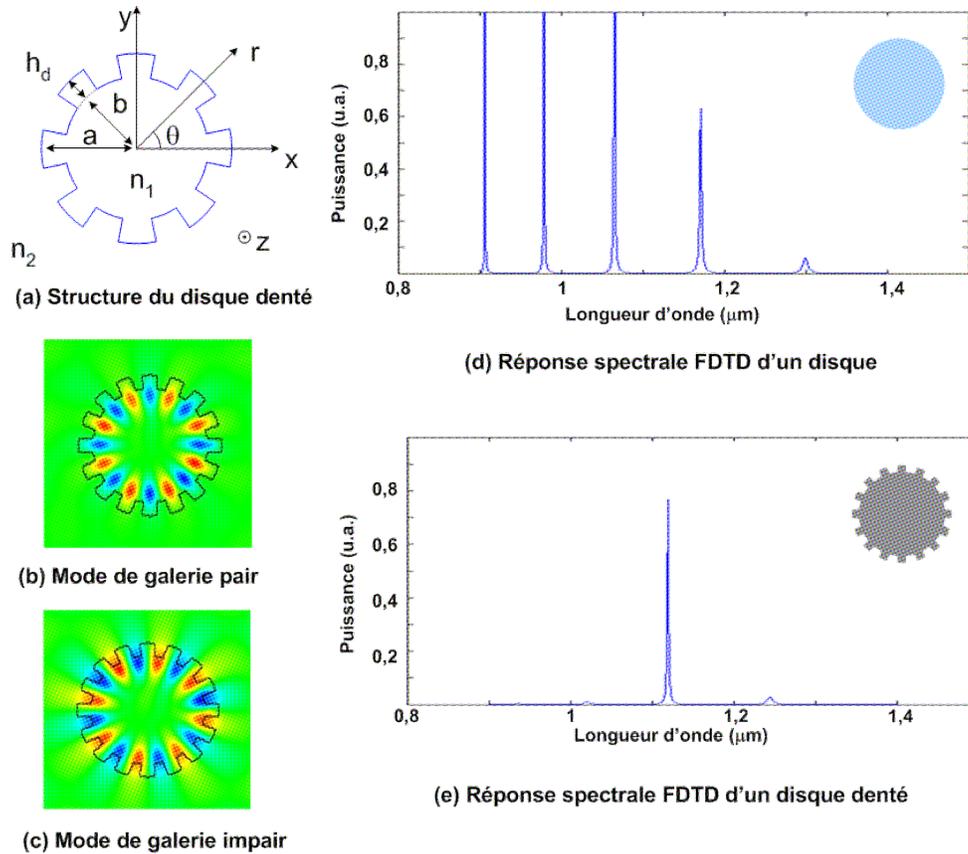


FIGURE 4.9 – Disque denté : (a) Structure du disque denté. Le rayon intérieur est  $b$  et le rayon extérieur  $a$ . On note  $h_d$  la profondeur des dents. (b) Partie réelle de la carte du champ électrique pour le mode pair en polarisation TE du disque denté. (c) Partie réelle de la carte du champ électrique pour le mode impair en polarisation TE du disque denté. (d) Réponse spectrale d'un disque simple calculée par FDTD. Pour cette simulation, chaque pic correspond à un mode d'ordre azimutal différent. (e) Réponse spectrale d'un disque denté pour les modes pairs. Seule la signature d'un mode n'est pas atténuée.

## 4.4 Microgear

Les compétences acquises sur les résonateurs à symétrie cylindrique et sur la décomposition des champs électromagnétiques sur une base de Fourier ont permises d'étudier un autre de type de structure appelée microdisque à réseau de Bragg ou microgear en anglais [102]. Une des grandes contraintes des microdisques est d'être multimode sur l'ordre azimutal mais aussi selon l'ordre radial. Pour rendre monomode cette structure, on peut ajouter une corrugation périodique sur la périphérie du disque comme sur la Fig. 4.9. En effet, la résonance ayant un ordre azimutal  $m = 2N_d$ , avec  $N_d$  le nombre de dents, aura une répartition de son champ principalement dans les dents du réseau. Les deux ondes contra-propagatives vont en effet interférer constructivement dans les dents du microgear. Ce ne sera pas le cas pour les autres modes qui subiront une diffraction à chaque interface trou-dent ce qui aura comme conséquence de réduire radicalement leur coefficient de qualité. On peut voir sur la figure précédente, la forte réduction des pics de résonance de la cavité microgear. Ces courbes sont issues d'une modélisation FDTD où l'on analyse l'amplitude du champ dans une des dents du microgear. La cavité est alors pratiquement monomode. Néanmoins il ne faut pas oublier, que pour un même ordre  $m$ , on peut distinguer deux modes de résonance orthogonaux : un mode pair (maximum du champ dans les dents) et un mode impair (maximum du champ dans les trous). A cause de la répartition de champ du premier, ce dernier sera caractérisé par une meilleure résonance. Cette structure originale est donc une bonne solution pour obtenir des lasers à faible seuil [103].

Une manière originale d'étudier cette structure est de décomposer la structure en 3 zones selon l'axe

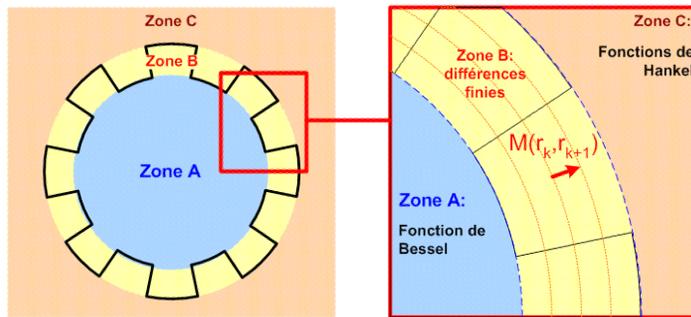


FIGURE 4.10 – Découpage en trois zones du calcul.

radial comme présenté sur la Fig. 4.10. La zone A est une zone homogène où le champ solution est connu étant une fonction de Bessel  $J_m(k_0 n_1 r)$ . Dans la zone C, c'est aussi le cas, la solution dans le régime libre est une fonction de Hankel  $H_m^{(2)}(k_0 n_2 r)$ . En revanche, la solution analytique n'est pas connue dans la zone corruguée. Dans ce cas, la décomposition de la permittivité selon l'angle  $\theta$  en série de Fourier conduira aussi à une décomposition du champ sur cette même base selon la forme  $\sum_{n=0}^{n=N} f_m(r) \cos(nm\theta)$ . La fonction  $f_m(r)$  fixant la pondération de la série de Fourier dépend de la position  $r$ . La zone B doit alors être discrétisée en plusieurs couches de même épaisseur suffisamment petite pour considérer ensuite que la fonction  $f_m(r)$  soit constante dans chaque couche. Ainsi, en appliquant ensuite la continuité des champs à chaque interface, on doit retrouver une matrice dont l'annulation du déterminant donnera les longueurs d'ondes de résonance de la structure.

Les résultats de cette méthode ont ensuite été comparés à ceux de la FDTD et à une méthode de perturbation. Une très bonne correspondance a été obtenue [104, 105]. La principale approximation de notre méthode provient de la limitation du calcul en harmonique. La convergence est assurée avant l'harmonique  $4m$ . Ainsi la différence quadratique maximale entre une simulation arrêtée à l'harmonique  $4m$  et une simulation arrêtée à l'harmonique  $5m$  est de 0.04 % sur la longueur d'onde et de 0.3 % sur le facteur de qualité. Une étude avec des harmoniques plus élevée n'a pas été faite. En effet, une telle étude est compromise par les relations suivantes :  $\lim_{k \rightarrow +\infty} H_{km}^1 k_0 n_2 a = -j\infty$  et  $\lim_{k \rightarrow +\infty} H_{km}^2 k_0 n_2 a = j\infty$ . Ces deux équations montrent que la montée en harmonique suppose la manipulation de valeurs de plus en plus grandes ce qui introduit des problèmes numériques assez rapidement. Le fait de prendre en compte les harmoniques d'ordre supérieur ne modifie pas la longueur d'onde de résonance obtenue et diminue légèrement le facteur de qualité  $Q$ . En effet, à la longueur d'onde de résonance du mode de galerie  $m$ , les harmoniques supérieures ( $km > 2m$ ) sont hors résonance. Ils se comportent donc comme des voies de fuites et réduisent le facteur  $Q$ . Cette diminution du facteur de qualité est un phénomène important si on veut comprendre le fonctionnement de résonateurs de géométrie différente. Un autre effet de la présence d'harmoniques supérieures est la déformation du champ. Celle-ci est en grande partie responsable du comportement en polarisation du disque denté.

La figure 4.11a montre le comportement en polarisation du disque denté. Les facteurs de qualité pour les deux polarisations du mode de galerie d'ordre azimutal  $m = 6$  sont ainsi comparés pour un disque d'InP de rayon  $a = 1\mu\text{m}$  entouré d'air. Notons que la courbe de la polarisation TE montre une amélioration du facteur de qualité alors qu'il diminue pour la polarisation TM. On obtient une différence de facteur de qualité maximum pour une profondeur de dents de  $0.14\mu\text{m}$  avec  $Q_{TE} = 829$  et  $Q_{TM} = 66$ . La résonance du mode en polarisation TE est donc 10 fois plus fine que celle du mode en polarisation TM. Sur les figures 4.11b et 4.11c, on peut voir les composantes des champs pour les deux polarisations. Ces figures montrent que le champ se comporte très différemment en fonction de la polarisation. En polarisation TE, la composante du champ électrique dans le plan transverse est sensible aux discontinuités de  $\epsilon_r$  à cause de la continuité du vecteur déplacement  $\mathbf{D}$ . En polarisation TM, le champ électrique  $\mathbf{E}_z$  est tangentiel aux discontinuités de  $\epsilon_r$ , il n'est donc pas affecté. Ainsi en polarisation TE, la composante  $\mathbf{E}_\theta$  du champ électrique est donc discontinue aux bords de chaque dent ce qui implique une forte amplitude du champ  $\mathbf{E}_\theta$  à cet endroit. Au même endroit, la composante  $\mathbf{H}_z$  du champ magnétique est faible pour le mode pair. On a donc un mauvais recouvrement entre les cartes de champ  $\mathbf{E}_\theta$  et  $\mathbf{H}_z$ . Le vecteur de Poynting selon  $r$  :  $P_\theta = \frac{1}{2} \text{Re} [\int_\theta \mathbf{E}_\theta \mathbf{H}_z^*]$  en est amoindri, ce qui implique une diminution des pertes. Dans

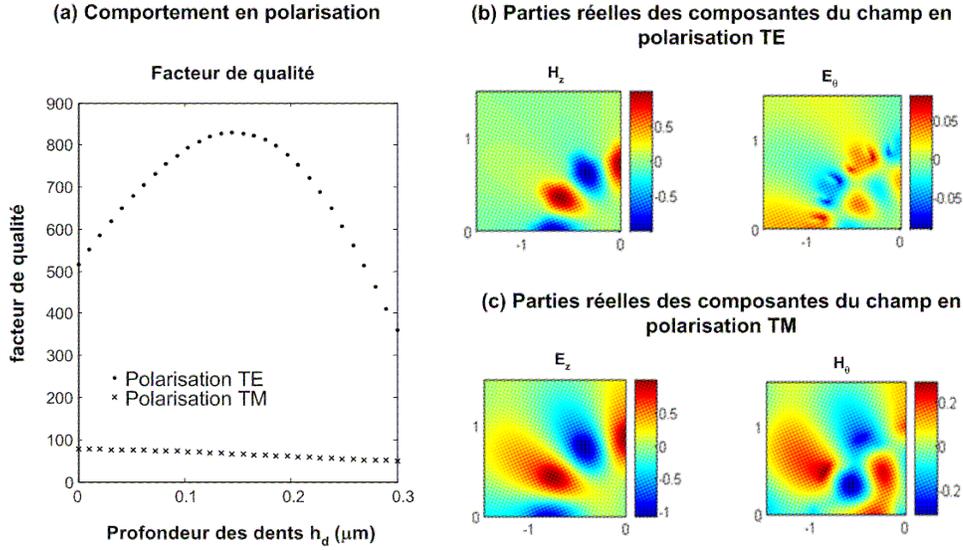


FIGURE 4.11 – (a) Comparaison entre les polarisations TE et TM. La partie réelle du champ des trois composantes de chaque polarisation est représentée à partir de calculs FDTD. (b) Polarisation TE et (c) polarisation TM. Notons que les axes des cartes de champ sont gradués en  $\mu\text{m}$ .

le cas de la polarisation TM ( $\mathbf{E}_z, \mathbf{H}_r, \mathbf{H}_\theta$ ), la composante  $\mathbf{H}_\theta$  ne bénéficie pas de cette discontinuité. Le recouvrement entre  $\mathbf{E}_z$  et  $\mathbf{H}_\theta$  est bien meilleur ce qui implique un fort vecteur de Poynting dans la direction radiale  $P_\theta = \frac{1}{2} \text{Re} [\int_\theta \mathbf{E}_z \mathbf{H}_\theta^*]$ . On a alors des pertes supérieures au cas de la polarisation TE. Lorsque la profondeur des dents augmente, le mode de galerie se comporte comme s'il y avait une diminution du rayon moyen du disque et son facteur de qualité s'en trouve réduit. En conclusion, ce sont les discontinuités du champ électrique qui provoquent l'augmentation du facteur de qualité.

Dans ce chapitre, j'ai donc développé des méthodes 2D pour étudier des résonateurs cylindriques. Néanmoins, ces structures ont des épaisseurs faibles qui induisent des effets de diffraction sur la périphérie de ces résonateurs qui ne sont pas du tout négligeables. Pour prendre en compte correctement ces effets, il est donc nécessaire de faire des modélisations 3D ce qui est proposé dans le chapitre suivant.

# Chapitre 5

## Cavité résonante 3D

Toutes les études précédentes ont été faites en deux dimensions. Les modes TE et TM sont alors orthogonaux. Malheureusement ce n'est plus le cas dans la réalité lorsque l'on prend en compte les trois dimensions. On a alors ce qu'on appelle des modes hybrides où les champs électriques et magnétiques ont des composantes sur les trois axes du champ  $r$ ,  $\theta$  et  $z$ . En gardant toujours les propriétés cylindriques des structures à caractériser, il est maintenant possible de proposer des solutions pour la simulation de ces cavités traitées de façon tridimensionnelles.

### 5.1 EIM

La méthode de l'indice effectif est une méthode approximative permettant de calculer les modes en 3-D [108, 109]. Cette méthode étant semi-vectorielle, les solutions sont séparées en deux polarisations TE et TM comme en 2-D. La constante de propagation selon l'axe  $z$  est donc partiellement négligée. Comme le veut la définition de la polarisation optique, les modes TE sont associés aux composantes  $(\mathbf{H}_z, \mathbf{E}_r, \mathbf{E}_\theta)$  et les modes TM aux composantes  $(\mathbf{E}_z, \mathbf{H}_r, \mathbf{H}_\theta)$ . Par la suite on développera le calcul pour la polarisation TE, la polarisation TM se traite de manière similaire. En supposant les variables  $r$ ,  $\theta$  et  $z$  séparables, la composante verticale du champ peut s'écrire  $H_z = e^{jm\theta}H(r)\Phi(z)e^{j\omega t}$ . En introduisant  $n_{effz}$  dans l'équation d'Helmholtz, on obtient facilement dans le matériau d'indice de réfraction  $n_i$

$$\frac{\partial^2 \mathbf{H}(\mathbf{r})}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\mathbf{H}(\mathbf{r})}{r} + \left[ k_0^2 n_{effz}^2 - \frac{m^2}{r^2} \right] \mathbf{H}(\mathbf{r}) = 0, \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi(\mathbf{z})}{\partial z^2} + k_0^2 (n_i^2 - n_{effz}^2) \Phi(\mathbf{z}) = 0, \quad (5.2)$$

où  $k_0 = \frac{\omega}{c}$ . On reconnaît dans la première équation la relation de Helmholtz du disque 2-D et dans la seconde celle du guide plan. La résolution des conditions de continuité du guide plan permet d'obtenir la valeur de  $n_{effz}$ , et la résolution des conditions de continuité à la périphérie du disque donne la pulsation complexe  $\omega$ . Comme le calcul de  $n_{effz}$  se fait à pulsation  $\omega$  donnée, et inversement, un calcul itératif est à faire. On calcule donc une première fois l'indice effectif  $n_{effz}^{(0)}$  à une pulsation  $\omega^{(0)}$  arbitraire, puis on calcule la pulsation de résonance  $\omega^{(1)}$ . Si cette nouvelle pulsation correspond à  $\omega^{(0)}$ , le calcul est stoppé. Sinon un nouvel indice effectif  $n_{effz}^{(1)}$  est calculé et le calcul reprend jusqu'à la convergence du processus. Une comparaison de l'EIM avec la méthode FDTD 3-D est montré sur la figure 5.1, dans le cas d'un disque d'InP ( $n = 3,2$ ) entouré de silice. Sur cette figure, les facteurs de qualité sont présentés pour les deux polarisations en fonction des longueurs d'ondes de résonance. Chaque point est donc un mode de galerie. Les cercles représentent les résultats FDTD et les carrés, ceux de l'EIM.

La correspondance en longueur d'onde est correcte puisque les carrés et les ronds sont alignés verticalement. Par contre, les coefficients de qualité analytiques sont très inférieurs aux coefficients de qualité FDTD. En effet, l'EIM est une méthode approximative qui est peu appropriée au guidage à fort confinement. A cause de la faible épaisseur du disque et de l'importante différence d'indices de réfraction, le champ sur le bord du disque diffracte selon toutes les directions. L'EIM ne peut tenir compte de ce phénomène car elle impose à la lumière de fuir uniquement selon l'axe radial. Elle produit donc une erreur non négligeable sur la modélisation du mode de galerie. Notons que les facteurs de qualités théoriques ne

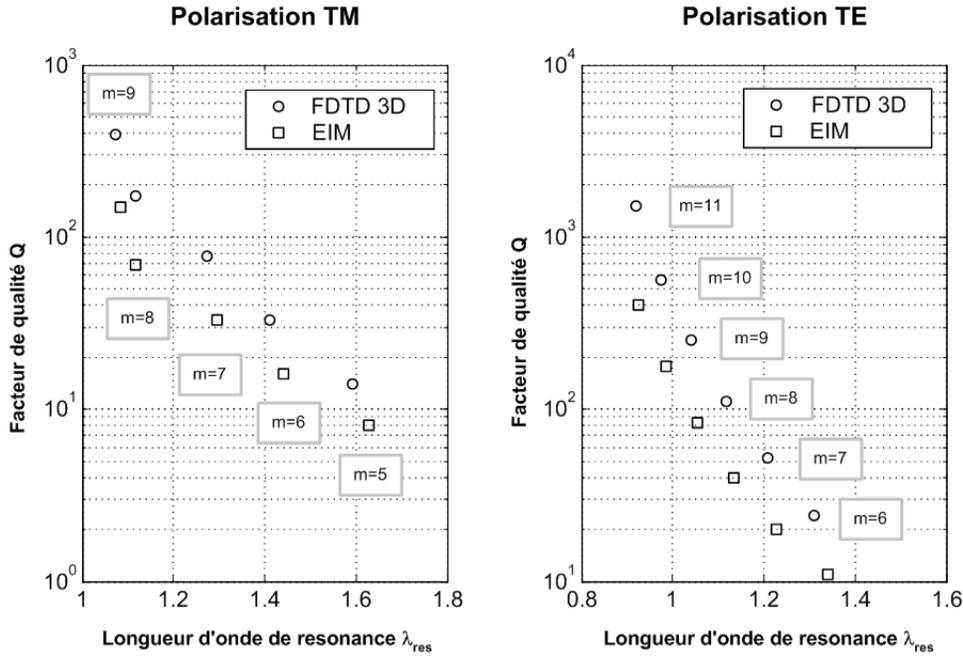


FIGURE 5.1 – Comparaison entre la FDTD-3D et l’EIM pour la longueur d’onde de résonance et le coefficient de qualité des modes de galerie d’un disque d’InP entouré d’air. L’épaisseur du disque est de 280nm, son rayon est  $1\mu\text{m}$ , les indices effectifs calculés donnent  $n_{eff} = 2,05$  en TM et  $n_{eff} = 2,63$  en TE.

sont jamais observés expérimentalement car les procédés technologiques ne permettent pas de fabriquer des disques sans défaut. Dans la pratique les facteurs de qualité réels sont donc très amoindris. Il est donc intéressant de trouver une méthode efficace, c’est à dire plus rapide que la FDTD-3D pour déterminer les modes de résonances de cette structure. J’ai proposé alors de toujours utiliser les propriétés des coordonnées cylindriques dont les fonctions dans le plan  $r$  et  $\theta$  sont connues. On multiplie ensuite simplement ces fonctions par une nouvelle fonction évoluant en  $z$  mais décomposable en série de Fourier. Cette séparation de variables (entre le plan  $(r, \theta)$  et l’axe  $z$ ) est envisageable sachant qu’elle est même vérifiée pour chaque harmonique de la série de Fourier. Cette méthode sera appelée l’AFMM-cylindrique.

## 5.2 AFMM-Cylindrique

### 5.2.1 Principe de la méthode

La méthode RCWA peut être étendue à l’étude de problèmes en trois dimensions. La méthode consiste à décomposer la structure 3D en une succession de couches parallèles d’épaisseurs variables mais discontinument homogènes selon l’axe de propagation  $z$ . Dans ce cas, la périodisation se fait alors dans deux directions perpendiculaires et transverses à l’axe de propagation c’est à dire par exemple l’axe  $y$  et  $z$ . On retrouve les propriétés de la RCWA-2D sauf que dans ce cas le mode transverse est défini par une double périodisation. On peut appliquer cette méthode pour étudier un résonateur en imposant aucune onde entrante dans le résonateur. Cette méthode a déjà été appliquée en suivant un repère cartésien pour étudier les modes de résonance d’un micropilier [110]. Dans cet exemple l’axe de propagation était l’axe de révolution du micropilier. On propose ici d’utiliser le même type de méthode en utilisant la symétrie cylindrique des structures que l’on pourra étudier pour simplifier l’application de la méthode RCWA. En effet, en utilisant les coordonnées cylindriques, on peut réduire la double périodisation en une simple périodisation.

Dans ce cas, l’axe de "propagation" similaire au cas 2D sera l’axe radial  $r$  du microrésonateur. La périodisation sera uniquement suivant l’axe de révolution c’est à dire l’axe  $z$ . Ce type de périodisation va permettre d’avoir les mode propres pouvant se propager suivant l’axe radial. La combinaison de l’ensemble de ces modes propres à une longueur d’onde donnée constituera le mode résonant de la structure. La

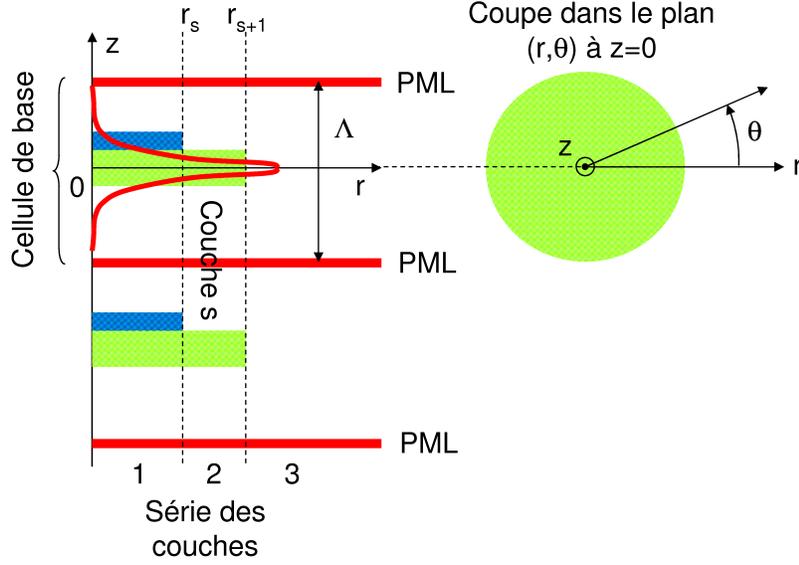


FIGURE 5.2 – Description du microrésonateur cylindrique simulée. Périodisation suivant l’axe  $z$  et propagation suivant l’axe  $r$ .

périodisation suivant l’axe  $z$  est possible car la dépendance azimutale du mode est connue et du type  $e^{jm\theta}$ . On retrouve donc ainsi les propriétés de la RCWA-2D. Néanmoins, la nature vectorielle du mode reste inchangée avec une décomposition du mode toujours sur les six composantes des champ électrique et magnétique ( $E_r, E_\theta, E_z, H_r, H_\theta$  et  $H_z$ ). Comme dans l’approche totalement vectorielle des modes guidés des fibres, les modes de la structure peuvent être déterminés en utilisant uniquement les champs  $E_z$  et  $H_z$ . À partir de ces champs, on peut toujours reconstruire les autres composantes de champs. On peut voir sur la figure 5.2, une description du microrésonateur décomposé suivant une séquence de couches discontinuement homogènes selon l’axe radial. Toutes ces sections sont décrites par leurs modes propres associés décrits suivant l’axe  $z$ .

La permittivité électrique et la perméabilité magnétique sont toujours décrites par des séries de Fourier :

$$\epsilon_r = \sum_n \epsilon_n e^{jnKz}, \mu_r = \sum_n \mu_n e^{jnKz} \quad (5.3)$$

avec  $K = \frac{2\pi}{\Lambda}$ ,  $\Lambda$  étant la période de la structure et la taille de la cellule de calcul. Comme dans la suite, les matériaux utilisés ne sont pas magnétiques. La somme des harmoniques est bien sûr de nouveau tronquée avec l’ordre  $n$  allant de  $-M$  à  $M$  soit  $2M+1$  harmoniques. On obtient la description des champs électriques et magnétiques de la manière suivante :

$$\vec{E} = \sum_{n=-M}^M (S_r^n \vec{u}_r + S_\theta^n \vec{u}_\theta + S_z^n \vec{u}_z) e^{jnKz} e^{jm\theta} \quad (5.4)$$

$$\vec{H} = -j \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \sum_{n=-M}^M (U_r^n \vec{u}_r + U_\theta^n \vec{u}_\theta + U_z^n \vec{u}_z) e^{jnKz} e^{jm\theta} \quad (5.5)$$

où  $S_{r,\theta}$  et  $U_{r,\theta}$  peuvent s’exprimer en fonction de  $U_z$  et  $S_z$  à partir des équations de Maxwell. En supposant que  $\epsilon_r$  ne dépend que de  $z$  dans une couche homogène en  $r$  on peut obtenir alors les équations que respectent les coefficients de Fourier  $S_z^n$  et  $U_z^n$  respectivement de  $E_z$  et  $H_z$ .

$$\frac{d^2 S_z}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dS_z}{dr} - \frac{m^2}{r^2} S_z + k_0^2 A S_z = 0 \quad (5.6)$$

$$\frac{d^2 U_z}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dU_z}{dr} - \frac{m^2}{r^2} U_z + k_0^2 B U_z = 0 \quad (5.7)$$

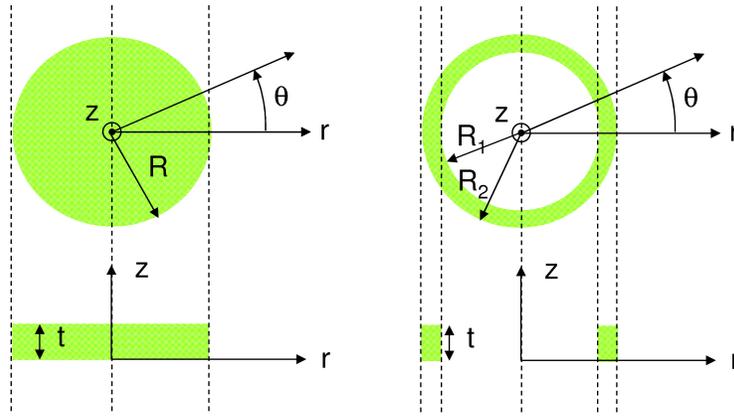


FIGURE 5.3 – Structures simulées. Un microdisque à gauche et un microanneau à droite.

avec

$$A = \bar{E}^{-1} - K_z E^{-1} K_z \bar{E}^{-1} \quad (5.8)$$

$$B = E - K_z^2 \quad (5.9)$$

où  $K_z$  est une matrice diagonale avec les éléments  $(k_z)_{nn} = (n - M - 1)K/k_0$ , et  $E$  et  $\bar{E}$  sont des matrices Toeplitz obtenues avec les coefficients de Fourier de  $\epsilon_r$  et de  $1/\epsilon_r$ . Les fonctions évoluant en  $r$  solutions de ces équations sont connues et sont des fonctions de Bessel. On peut alors exprimer la propagation suivant  $r$  en multipliant chaque coefficient de Fourier  $S_z^n$  et  $U_z^n$  par la somme d'une fonction de Bessel  $a_i J_m(k_0 \lambda_i^{A,B} r)$  et d'une fonction de Hankel  $d_i H_m^{(2)}(k_0 \lambda_i^{A,B} r)$  où  $\lambda_i^{A,B}$  sont les racines carrées des  $i^{me}$  valeurs propres des matrices A et B respectivement.  $\omega_{ni}$ ,  $v_{ni}$  sont également les éléments caractérisant les vecteurs propres  $W$  et  $V$  des matrices A et B respectivement. La fonction  $J_m$  caractérise une onde stationnaire et la fonction  $H_m^{(2)}$  une onde propagative dans le sens croissant des  $r$ . Les conditions de continuité des champs électriques et magnétiques parallèles à chaque interface le long de l'axe  $r$  permet de relier les champs d'une couche  $s$  à une couche  $s + 1$  c'est à dire aux interfaces  $r_1$  et  $r_2$ . On peut en revanche imposer les champs de la première couche et de la dernière couche. En effet, pour la première couche  $s = 1$ , le champ ne doit pas diverger en  $r = 0$ . Pour cela, on impose  $d_1 = 0$  et  $\delta_1 = 0$ . De plus comme il n'y a pas de sources à l'extérieur du résonateur en oscillation libre, on impose un champ seulement sortant dans la dernière couche  $s = 3$  ce qui implique que  $a_3 = 0$  et  $\alpha_3 = 0$  pour avoir une forme de champ qui suit la fonction de Hankel  $H_m^{(2)}$ . Ce système homogène se réduit alors à annuler le déterminant d'une matrice pour une longueur d'onde de résonance donnée qui doit être complexe  $\lambda_c$ . Pour atteindre cette valeur, il existe plusieurs méthodes numériques. Dans le cas de l'AFMM, l'approche de la matrice admittance [111] a été choisie pour éviter des problèmes de divergence des fonctions de Bessel. Et pour le calcul de la valeur de la résonance, une décomposition en valeur singulière de la matrice (SVD) étudiée a été faite associée à une recherche de minimisation de la première valeur singulière [112, 113]. Ceci a permis d'obtenir des résonances d'une manière plus sûre.

## 5.2.2 Validation expérimentale

La méthode a été appliquée sur un simple microdisque ou un microanneau et comparée ensuite aux méthodes existantes FDTD-3D [114] et EIM. La première structure est un microanneau avec des rayons interne  $R_1$  et externe  $R_2$  de  $1 \mu\text{m}$  et  $1.2 \mu\text{m}$  respectivement,  $t = 0.3 \mu\text{m}$  d'épaisseur, constitué de Silicium ( $n_r = 3.48$ ) entouré de Silice ( $n_s = 1.44$ ). La seconde structure est un microdisque avec un rayon  $R = 0.77 \mu\text{m}$  constitué d'un indice de réfraction  $n_d = 3.2$ , complètement entouré d'un matériau avec un indice de réfraction  $n_s = 1.5$ . L'épaisseur du microdisque est  $t = 240 \text{ nm}$ . Les structures sont montrées sur la figure 5.3.

Pour les deux structures, les longueurs d'ondes de résonance complexes ont été calculées pour plusieurs modes azimutaux d'indice  $m$ , à la fois pour la polarisation TE et TM. Les résultats sont résumées sur les figures 5.4 et 5.5 pour un microanneau et un microdisque respectivement. L'AFMM-cylindrique a été

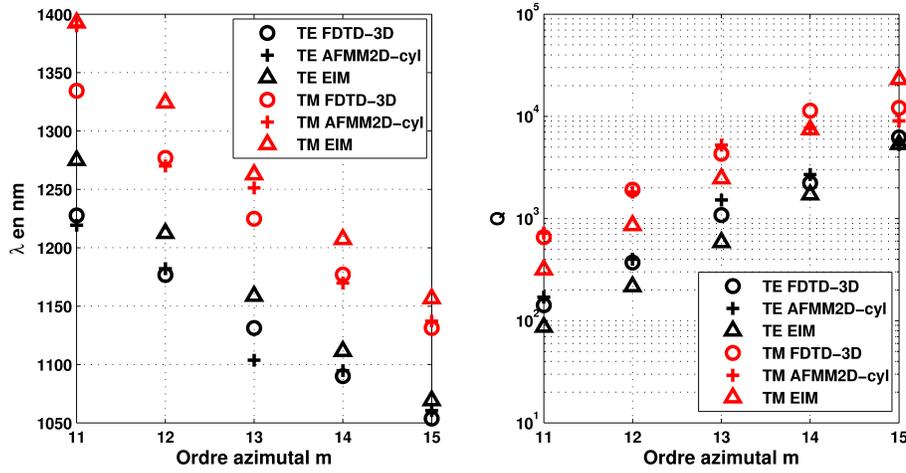


FIGURE 5.4 – Evolution de la longueur d’onde et du coefficient de qualité dans la structure du microanneau avec trois méthodes différentes FDTD, AFMM et EIM.

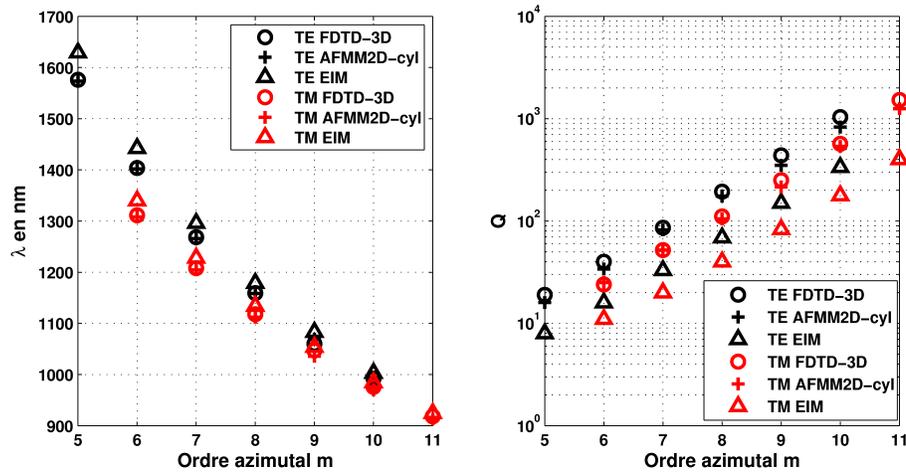


FIGURE 5.5 – Evolution de la longueur d’onde et du coefficient de qualité dans la structure du microdisque avec trois méthodes différentes FDTD, AFMM et EIM.

utilisée avec une période  $\Lambda = 6 \mu\text{m}$  et un nombre d’harmoniques  $M \cong 100$  pour atteindre une convergence suffisante. Les paramètres de la FDTD pour le microanneau sont  $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 25 \text{ nm}$ , la taille de la boîte simulée  $60 \times 60 \times 28$  boîtes élémentaires et  $\Delta t = 2.4073 \times 10^{-17} \text{ s}$  et un nombre d’itération de 90000. Les paramètres pour le microanneau sont quant à eux  $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 20.6 \text{ nm}$ , la taille de la boîte simulée  $97 \times 97 \times 97$  boîtes élémentaires et  $\Delta t = 1.985 \times 10^{-17} \text{ s}$  et un nombre d’itération de 90000.

On peut déjà observer que les résultats de notre méthode vectorielle 3D est en bon accord avec les résultats de la FDTD-3D. En revanche, la méthode EIM donne des résultats légèrement différents pour les deux structures. Néanmoins, elle peut permettre de s’approcher des longueurs d’ondes de résonance. Ce résultat peut alors être utilisé comme valeur initiale de recherche pour notre méthode. Les PMLs n’ont pas forcément les mêmes influences sur le déroulement des simulations. Avec l’AFMM, les paramètres de la PML agissent directement sur le profil des modes propres de la structure. Et des valeurs d’absorption trop fortes de la PML peuvent augmenter les contrastes d’indice de réfraction. Cet effet nécessite alors un nombre d’harmoniques plus important ou un ajout d’erreurs numériques provoqué par une mauvaise simulation au niveau des discontinuités en TM malgré la méthode d’inversion des matrices de Toeplitz. Avec la FDTD, les paramètres de la PML sont moins sensibles. Elles sont en effet placées sur des zones où le champ varie lentement et facilite le traitement de ces zones en différences finies. Ce sont plutôt des problèmes de discrétisation de la structure dans un repère cartésien qui créent alors des rugosités arti-

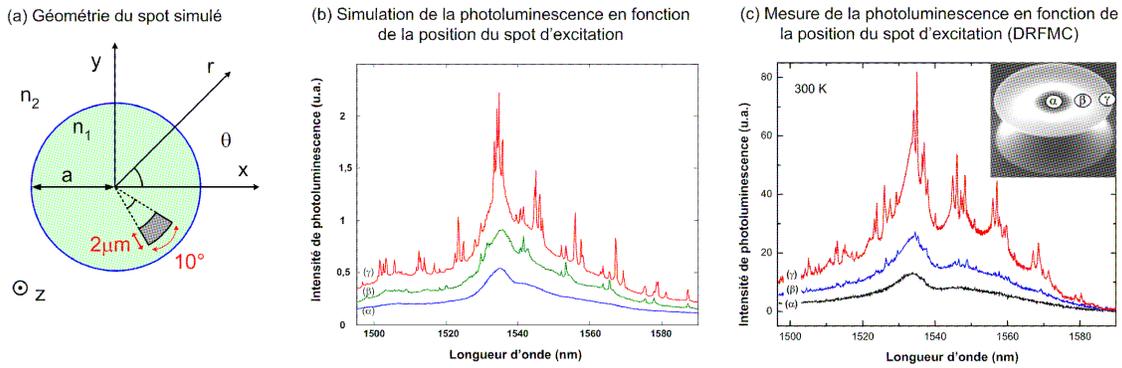


FIGURE 5.6 – (a) Géométrie du spot simulé. (b) Simulation du spectre de photoluminescence. Notons que les facteurs de qualité ont ici volontairement été réduits pour rendre compte des effets de rugosités. Les mesures sont normalisées et l'énergie totale est proportionnelle à l'éloignement du piédestal de Silicium (principale source de pertes). (c) Mesure de la photoluminescence du disque de  $48\ \mu\text{m}$  obtenue à l'INAC.

cielles et engendrent des erreurs numériques. Ces effets auraient tendance à augmenter avec le coefficient de qualité le champ se concentrant de plus en plus dans ces zones sensibles.

Finalement, notre approche est aussi beaucoup plus rapide. pour obtenir un mode résonant donné, il ne faut pas plus d'un quart d'heure sur un PC avec un microprocesseur de 2GHz, avec une méthode implémentée avec Matlab. On peut s'attendre à diviser par dix ce temps de calcul si la méthode était implémentée en C. La Méthode FDTD implémentée avec un code Fortran prend quant à elle une heure avec un cluster de quatre PC. Ceci est due aussi au fait que ce soit une FDTD cartésienne qui nécessite une discrétisation suffisamment fine pour définir correctement la structure. Le temps sera donc dramatiquement plus long si on utilisait le même PC précédent pour la méthode FDTD-3D.

### 5.3 Application : photoluminescence de microdisques de silice dopé Erbium

Le département SINAPS de l'INAC est capable de réaliser des disques de Silice sur piedestal [106]. La technique consiste à graver de manière anisotrope une couche Silice déposée au préalable sur un substrat de Silicium. Ce dernier est ensuite gravé d'une manière isotrope pour laisser place à un simple piedestal sous la couche de Silice. Le contraste d'indice de réfraction obtenu permet alors d'avoir des modes de galerie fortement résonant pour des diamètres allant de  $10\ \mu\text{m}$  à  $100\ \mu\text{m}$ . Il est ensuite possible de déposer par dessus une couche de Silice dopée en atomes d'Erbium pour obtenir des propriétés d'amplification. Pour les caractériser, les chercheurs de SINAPS ont développé un banc de photoluminescence. Il permet d'isoler l'émission de la raie à  $\lambda = 351\ \text{nm}$  d'un laser Argon et de la focaliser sur l'échantillon en un spot de  $2\ \mu\text{m}$  de diamètre. Une partie de l'émission de photoluminescence des atomes d'Erbium est ensuite récupérée à travers un objectif de microscope et injectée dans un monochromateur. La lumière est alors détectée sur une caméra à semiconducteur, ce qui permet de reconstituer le spectre de photoluminescence. Lorsqu'on observe les résultats obtenus sur la figure 5.6c pour un disque de  $48\ \mu\text{m}$  de diamètre, on constate que pour un spot situé vers l'intérieur du disque, seul le spectre d'émission spontanée des atomes d'Erbium est visible. Au fur et à mesure que le spot se déplace vers la bordure du disque, les modes de galerie d'ordre radial faible sont excités par les atomes d'Erbium. Ces modes de galerie, aux facteurs de qualités plus élevés donnent naissance à des pics de résonance dans le spectre.

Pour analyser cette mesure, il est nécessaire de simuler les modes de galerie qui peuvent être excités pour déterminer alors l'origine de tous ces pics. Avec l'aide de la méthode analytique l'ensemble des modes de galerie  $(l, m)$  supportés par un disque de silice de  $48\ \mu\text{m}$  de diamètre et d'épaisseur  $1\ \mu\text{m}$  a été calculé. En effet, dans le cas de disques de grand diamètre ( $> 10\ \mu\text{m}$ ) et de faible épaisseur ( $1\ \mu\text{m}$ ) mettant en oeuvre une différence d'indice de réfraction raisonnable, l'EIM est tout à fait valable. Sur la plage spectrale  $1495 - 1590\ \text{nm}$ , un ensemble de 384 modes de galerie avec chacun sa longueur d'onde de résonance  $\lambda_{res}$  et son facteur de qualité  $Q$  a été obtenu. A partir de ces 384 modes, le coefficient de couplage entre chaque mode et l'émission engendrée par le spot d'excitation de  $2\ \mu\text{m}$  de diamètre sont calculés. Pour

simplifier les calculs en repère cylindrique, le spot est remplacé par un trapèze de 2  $\mu\text{m}$  d’extension et 10° d’ouverture angulaire comme sur la figure 5.6a. Pour reconstituer le spectre de photoluminescence, chaque mode de galerie ainsi calculé donne naissance à une fonction de Lorentz centrée sur la longueur d’onde de résonance avec la largeur associée à son facteur de qualité  $\Delta\lambda = \frac{\lambda_{res}}{Q}$ . Notons que les facteurs de qualité pour cette simulation sont volontairement réduits afin de rendre compte des rugosités de surface et de la limitation en résolution du monochromateur. Les modes de galerie d’ordre radial inférieur sont les plus touchés par les rugosités aux bords du résonateurs. Les facteurs de qualité de ces modes sont arbitrairement limités à la résolution de l’appareil de mesure. Enfin, le spectre ainsi calculé est multiplié par le spectre d’émission spontanée de l’Erbium. La réponse spectrale en photoluminescence obtenue est montrée sur la figure 5.6b, pour les trois positions de spot. On remarque que son comportement est très similaire à la mesure reportée sur la figure 5.6c. L’identification des résonances est donc possible.

Pour cela, les spectres normalisés sont superposés pour obtenir la figure 5.7. On remarque très vite que le spectre expérimental montre des facteurs de qualité bien moindres à cause des rugosités au bord du disque. Entre 1520 nm et 1530 nm, il a une bonne correspondance entre la mesure expérimentale (a) et la théorie (b)(ici les facteurs de qualité ne sont pas réduits). Un second groupe de résonances est identifié entre 1530 nm et 1540 nm avec un décalage vers le rouge d’1,5 nm. Autour de 1540 nm, on ne retrouve qu’une résonance sur trois. Mais toutes sont des résonances d’ordre radial supérieure ou égale à 2. Il est donc fort possible qu’elles soient masquées par le bruit de fond. En effet, plus les modes ont un ordre radial élevé, plus ils sont affectés par le piédestal en Si qui absorbe la lumière. Autour de 1545 nm et 1556 nm on retrouve à nouveau des groupes de modes de galerie qui correspondent assez bien. Entre chacun de ces groupes, des modes d’ordres radial supérieurs apparaissent mais sont en général difficiles à discerner sur la mesure expérimentale. Enfin autour de 1568 nm le dernier groupe de mode semble assez décalé (3 nm). Dans notre simulation, le fond continu est dû aux 354 modes de galerie d’ordre radial supérieur à 3 dont les facteurs de qualité sont très bas. Ainsi, 30 résonances de modes de galerie à fort coefficient de qualité peuvent être identifiées dans le spectre simulé contre 26 dans l’expérience. L’identification approximative de chaque résonance est reportée sur le spectre expérimental 5.7a.

Pour expliquer les nombreux décalages observables sur les deux spectres, un cas simple a été traité avec un disque de 15  $\mu\text{m}$  de diamètre utilisant la même technologie. En effet, un tel disque supporte bien moins de modes et permet une analyse plus fine. L’étude de la photoluminescence donne des informations supplémentaires. Ainsi, pour un disque de 15  $\mu\text{m}$  de diamètre seulement 6 résonances peuvent être discernées du bruit de fond. Toutes représentent des modes d’ordre radial fondamental. Ce nombre réduit de modes permet de faire une étude en polarisation. En ajustant l’indice effectif du matériau dans le modèle, il est possible d’avoir une bonne correspondance avec les résonances mesurées. Un phénomène de biréfringence semble apparaître. En effet, comme l’indique la figure 5.8, les résonances des modes TE correspondent très bien lorsque l’indice de réfraction de la silice est pris à  $n_1 = 1,487$ , tandis que les résonances TM correspondent pour  $n_1 = 1,463$ . Ce phénomène de biréfringence peut trouver deux explications différentes et probablement complémentaires. D’une part, comme le montre la photographie de la figure 5.9 le montre, le disque possède des rebords biseautés à cause de la gravure chimique isotrope de la silice. Le champ électrique n’étant pas orienté de la même manière pour les deux polarisations, il est fort probable que le biseau provoque une légère biréfringence. De plus, le disque étant suspendu sur le piédestal, des contraintes mécaniques peuvent apparaître et participer à cet effet.

L’effet laser n’a pas encore été obtenu dans la mesure où l’excitation n’était pas adaptée. Ainsi pour observer l’effet laser, il faut pouvoir pomper optiquement toute la circonférence de manière efficace. La méthode la plus efficace est d’approcher une fibre optique effilée et d’exciter un mode de galerie résonant à la longueur d’onde de la pompe. Le signal de pompe étant alors résonant dans la cavité, on aura un bon recouvrement entre le mode de pompe et les modes de galerie sur lesquels peuvent émettre les atomes d’Erbium [107].

## 5.4 Application : microdisque à fente

Confiner fortement la lumière peut permettre d’exalter des effets non linéaires. Les guides optiques sur SOI augmentent déjà fortement le confinement et deviennent des briques de bases de structures photoniques complexes intégrant des détecteurs, des modulateurs et de multiples structures passives. Néanmoins il est encore difficile de réaliser des lasers intégrés dans ce type de matériau sans utiliser un autre matériau actif conduisant à une hybridation complexe de la structure. Une autre solution proposée est l’utilisation de guide à fente où l’association d’un fort contraste d’indice de réfraction et le choix

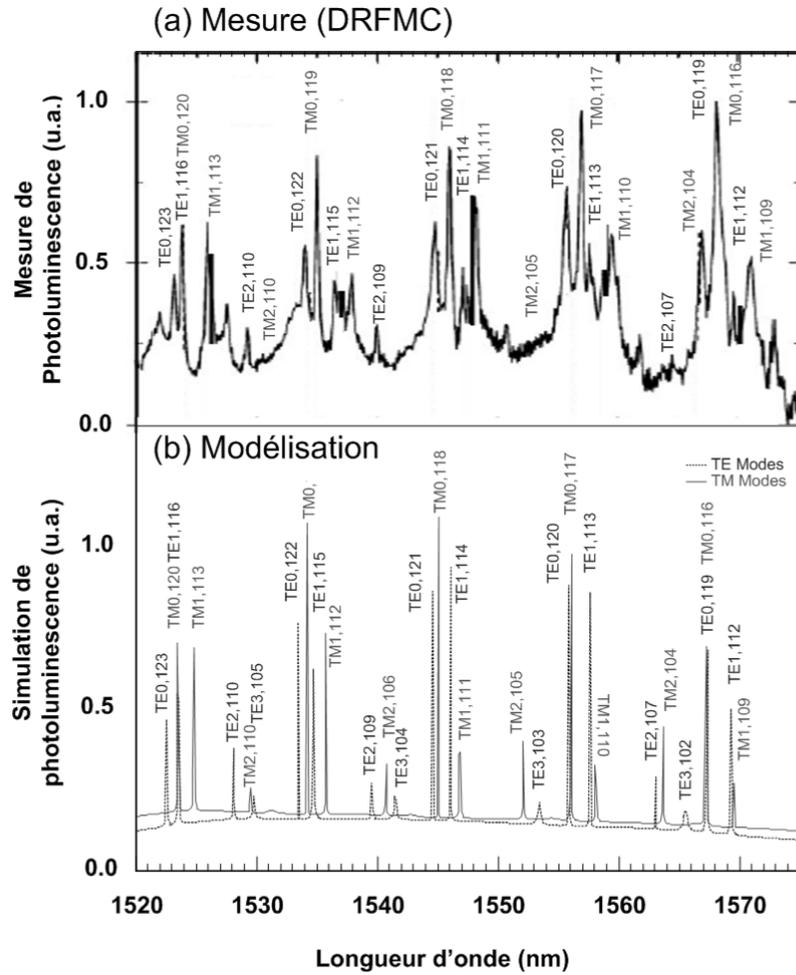


FIGURE 5.7 – Comparaison entre le spectre normalisé d’émission du disque de 48  $\mu\text{m}$  (DRFMC) et celui produit par notre méthode. Les pics de résonances peuvent être ainsi identifiés.

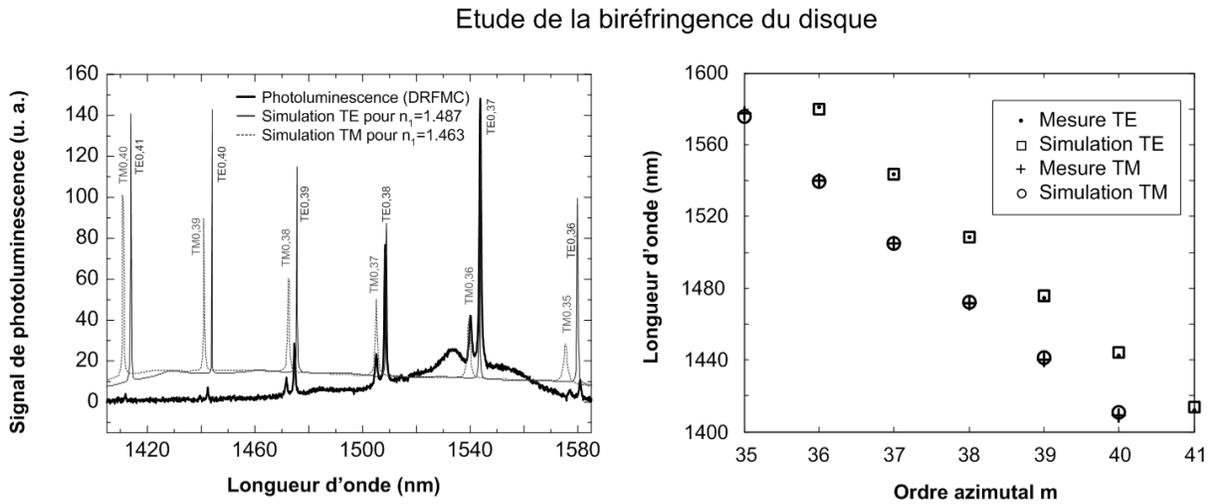


FIGURE 5.8 – A gauche, comparaison entre la mesure de photoluminescence d’un disque de 15  $\mu\text{m}$  de diamètre (INAC) et la théorie, en tenant compte des effets de biréfringence. A droite, les longueur d’onde de résonances reportées en fonction de l’ordre azimutal.

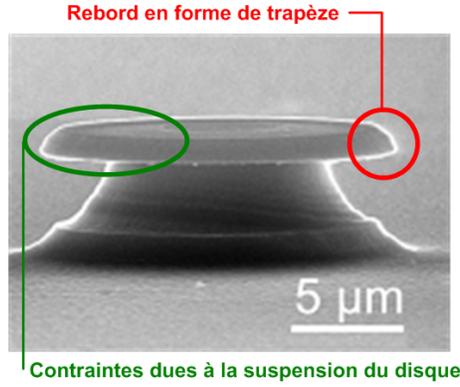


FIGURE 5.9 – Image MEB d’un disque de  $15\ \mu\text{m}$  produit par l’INAC.

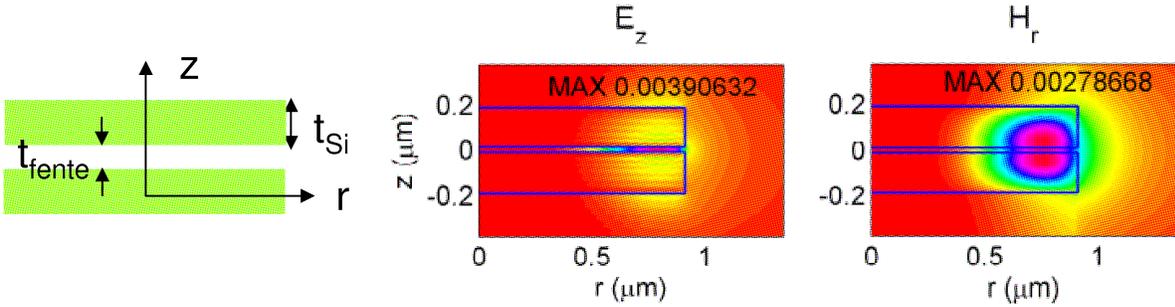


FIGURE 5.10 – Représentation de la structure du microdisque à fente, évolution de la carte des champs électriques  $E_z$  et  $H_r$ .

d’une polarisation spécifique permettent de confiner la lumière dans une zone bas indice de réfraction. On peut ainsi insérer une tranche de silice dopée d’un matériau actif dans un guide silicium et obtenir un confinement important dans le matériau en silice. Je me suis alors intéressé à l’étude de ce type de structure dans un microdisque. Ce travail a pu être effectuée grâce à une collaboration en co-tutelle avec l’université de Ferrara via un projet européen EDITH. L’étude en trois dimensions de cette structure a permis de mettre en évidence l’aspect hybride des modes résonants nécessitant l’utilisation de méthodes vectorielles pour leur étude. On peut voir sur la figure 5.10 la description de la structure et l’évolution des champs électriques  $E_z$  et  $H_r$  de la polarisation TM.

$m = 8$	$\lambda$	$Q$	$V_{eff}$	$m = 9$	$\lambda$	$Q$	$V_{eff}$	$m = 10$	$\lambda$	$Q$	$V_{eff}$
EIM	1.3651	79	1.0298		1.2594	171	1.3741		1.1713	392	1.8165
FDTD cyl	1.3741	238	1.4460		1.2689	534	1.8008		1.1801	1221	2.2705
AFMM	1.3865	206	0.9976		1.2790	542	1.2397		1.1725	1025	2.0164

TABLE 5.1 – Résumé des valeurs caractéristiques du microdisque à fente avec  $t_{fente} = 30\ \text{nm}$  et  $t_{Si} = 190\ \text{nm}$

Pour confirmer l’efficacité de l’AFMM, les résultats obtenus sont comparés à ceux de l’EIM et d’une FDTD-3D nommée MEEP [115] développée au MIT. Cette dernière permet d’exploiter la symétrie cylindrique et donc de réduire la structure à une analyse 2D comme dans le cas du solveur AFMM. Les paramètres utilisés avec MEEP sont les suivants : l’épaisseur des PMLs est de  $0.7\ \mu\text{m}$ , la structure est entourée dans chaque direction par une couche d’air de  $0.5\ \mu\text{m}$ . La discrétisation spatiale est de 230 points par micromètre. Les résonances calculées par trois méthodes différentes sont présentées dans la table 5.1 pour trois ordres azimutaux différents  $m = 8, 9, 10$ . Il est évident que les résultats donnés par MEEP et l’AFMM sont proches tandis que l’EIM donne une mauvaise estimation des résonances et notamment la valeur du coefficient de qualité  $Q$ . Ces résultats confirment que la nature hybride des modes de galerie qui affecte profondément la résonance de ce type de structure très compacte. Il faut

aussi souligner que l'augmentation de l'ordre azimutal induit une croissance du volume effectif modale  $V_{eff}$  et de l'erreur entre les modèles 3D et le modèle 2D. Enfin, comme l'EIM et l'AFMM permettent le calcul des longueurs d'ondes de résonance complexes impliquant alors une divergence de l'amplitude des champs quand  $r$  tend vers l'infini. Le calcul du volume modale peut donc en être affecté pour les structures à faible coefficient de qualité. Ceci explique les valeurs supérieures obtenues avec la méthode MEEP.

Dans ce chapitre, des outils de modélisation 3D ont été présentés. Une méthode basée sur l'EIM était suffisamment précise pour déterminer des spectres de photoluminescence de microdisque en Si. La bonne corrélation entre les mesures et les calculs a permis de valider le concept de la mesure. Puis une méthode plus rigoureuse nommée AFMM-3D a permis de simuler d'une manière précise des microdisques Si ou des microdisques à fentes intéressants pour confiner au maximum la lumière. Maintenant, il devient intéressant de donner des pistes de développement de ces méthodes. On cherchera toujours à les associer à des systèmes ou des applications qui nécessitent d'être modélisés soit pour mieux comprendre leur comportement ou pour mieux les réaliser.

# Chapitre 6

## Perspectives

### 6.1 Evolution de l'AFMM-2D

La méthode AFMM-2D présentée précédemment a donc été utilisée avec succès récemment dans le domaine de l'optique intégrée. Néanmoins, pour que cette méthode puisse être utilisée par exemple à la place d'une méthode classique comme la BPM, de nombreuses évolutions sont encore à prévoir. Dans cette partie, les possibles modifications de la méthode vont être discutées pour atteindre un outil de simulation rapide, performant avec le moins d'approximations possibles.

#### Amélioration de la courbure : utilisation d'une matrice Toeplitz $[[r]]$ au lieu de la transformée conforme

En modifiant les coordonnées définissant une structure, on a vu qu'il était possible d'obtenir un guide droit avec un profil d'indice de réfraction particulier. Ces modifications de coordonnées introduites dans l'AFMM permettent de simuler un guide courbe avec un rayon de courbure donné. Cette méthode est très bien adaptée pour un guide courbe défini par un unique rayon. Mais il est plutôt difficile de faire succéder des sections caractérisées par des rayons de courbure différents. En effet, les coordonnées  $(u, v)$  présentées dans le chapitre II seront différentes entre les deux sections. Pour éviter ce problème, une nouvelle formulation de l'AFMM dans un guide courbe a été proposée [116]. Elle consiste en fait à utiliser directement les équations de Maxwell en coordonnées cylindriques  $r$  et  $\theta$ . On va directement appliquer le principe de périodisation sur les équations 3.1 et 3.2 où des fonctions du type  $f(r) = r$ ,  $f(r) = 1/r$  et  $f(r) = 1/r^2$ . Pour permettre la périodisation de la zone simulée, ces fonctions doivent aussi être périodisées. Dans un premier temps, je vais discuter du cas de la fonction  $f(r) = r$ . C'est une fonction linéaire suivant l'axe transverse de la zone simulée. Pour fixer le rayon de courbure du guide  $R$ , on impose l'égalité  $r = R$  au milieu du guide courbe. Les valeurs minimum  $f(r) = r_{min}$  et maximum  $f(r) = r_{max}$  seront aussi les valeurs de  $f(r)$  aux extrémités de la zone simulée. Elles seront choisies en respectant l'égalité suivante  $R = (r_{max} + r_{min})/2$ . Si on périodise alors cette fonction pour des valeurs de  $r \geq r_{max}$  et  $r \leq r_{min}$ , on aura alors une fonction dents de scie décrite sur la figure 6.1 qui peut être exprimée suivant une série de Fourier  $f(r) = \sum_{-N}^N r_n \exp \frac{j2\pi nr}{\Lambda}$  avec  $\Lambda$  la taille de la cellule et les harmoniques  $r_n$  qui s'expriment de la manière suivante :

$$r_n = \begin{cases} R & \text{si } n = 0 \\ j \frac{\Lambda}{2\pi n} & \text{si } n \neq 0 \end{cases}$$

On peut ensuite écrire la nouvelle formulation des vecteurs  $s^r$  et  $u^r$  contenant les harmoniques des vecteurs des champs  $\mathbf{E}_z$  et  $\mathbf{H}_z$  :

$$-\frac{\partial^2 s^r}{\partial \theta^2} = (k_0^2 [[\epsilon]] [[r]]^2 + [[r]] [[\epsilon]] K [[r]] K) u^r \quad (6.1)$$

$$-\frac{\partial^2 u^r}{\partial \theta^2} = \left[ \frac{1}{\epsilon} \right]^{-1} (k_0^2 [[r]]^2 + [[r]] K [[\epsilon]]^{-1} [[r]] K) s^r \quad (6.2)$$

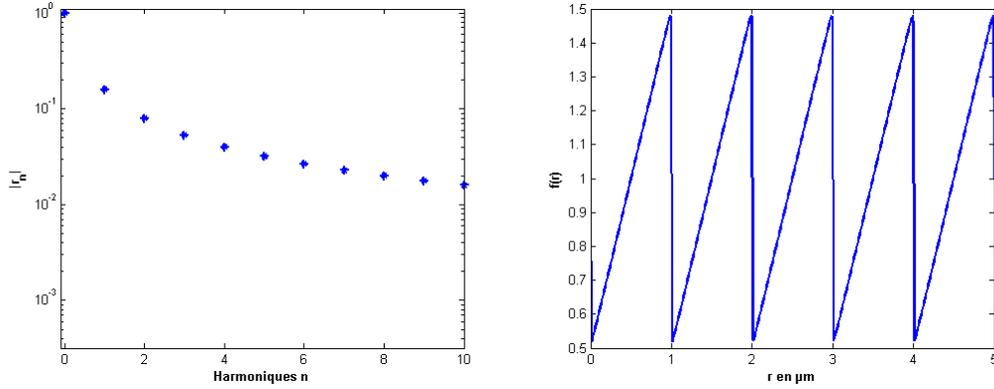


FIGURE 6.1 – Description de la fonction périodique  $f(r)$  avec  $R = 1 \mu\text{m}$ ,  $r_{min} = 0.5 \mu\text{m}$  et  $r_{max} = 1.5 \mu\text{m}$ . A gauche, l'évolution des harmoniques de 0 à 10 et à droite l'évolution de la fonction  $f(r)$  en fonction de la coordonnée  $r$ .

où l'on respecte toujours les conditions d'inversion des matrices Toeplitz en polarisation TM. Une modification du rayon de la courbure au cours de la propagation imposera une modification de la matrice  $[[r]]$  dans chaque section. La matrice  $[[\epsilon]]$  quant à elle restera constante si le profil du guide reste inchangé. Maintenant si les bornes de chaque section sont identiques tout le long de la propagation, la mise en cascade de toutes les sections sera plus aisée et on retrouvera alors les mêmes propriétés que l'AFMM classique. On peut donc ainsi envisager des structures plus complexes constituées à la fois de rayons positifs et négatifs. De plus, cette évolution du rayon sera aussi effective dans les couches PMLs augmentant ainsi leur efficacité. La seule contrainte de cette méthode est sur la propagation des modes rayonnés. En effet, il peut exister des structures où un rayon fuyant du guide peut ensuite retraverser le guide à cause de la rencontre d'une courbure importante de ce dernier le long de la propagation. Si la zone simulée et périodisée est trop étroite, ce rayon peut être absorbé par la PML avant de rencontrer la section suivante qu'il peut traverser. Il apparaît alors deux conditions à respecter : soit cette fuite est faible est dans ce cas on négligera son impact sur la propagation ou il faut prendre une zone simulée suffisamment large pour éviter ce problème. Mais pour garder la même précision, il faudra aussi augmenter le nombre d'harmoniques utilisés dans la décomposition de Fourier.

### Validation de la nouvelle méthode

Des tests ont été faits sur des guides à saut d'indice de réfraction avec une courbure. On a étudié l'indice effectif complexe du guide courbe et la répartition spatiale du mode fondamental le long de l'axe  $r$ . Les résultats de la méthode ont été comparés à ceux obtenus avec l'AFMM associée à une transformée de coordonnées conforme décrites dans le chapitre 2. J'ai aussi utilisé une méthode analytique proposée par Hiremath [118] qui est similaire à une méthode multicouche classique [126] appliquée aux structures cylindriques. En effet dans ce cas, les champs auparavant exprimés sous la forme d'exponentiel  $\exp(jkx)$  ou  $\exp(-jkx)$  sont exprimés sous la forme de fonctions de Hankel  $H_m^1(kr)$  ou  $H_m^2(kr)$  avec  $m$  l'ordre azimutal complexe qui est alors l'équivalent de l'indice effectif en coordonnées cartésiennes (propagation en  $\theta$  plutôt que sur un axe rectiligne). Ces solutions sont déterminées à partir du calcul des zéros d'un déterminant issu de ce système homogène. La contrainte de cette méthode est de devoir manipuler des fonctions de Bessel avec des ordres azimutaux complexes. Ces fonctions complexes ne sont pas implémentées dans les langages de code classique. On peut néanmoins développer des fonctions de Bessel asymptotiques [117] qui permettent de générer ces fonctions suivant certaines conditions. Cette expansion uniforme est efficace pour de larges valeurs des ordres complexes des fonctions de Bessel utilisant des arguments réels. Les relations s'appliquent lorsque l'argument est différent de l'ordre. Une fonction spécifique doit être utilisée si il y a en revanche égalité [119].

Deux types de confinement étudiés par Hiremath ont été choisis. Dans les deux cas, la largeur du guide est  $\omega = 1 \mu\text{m}$  et le rayon de courbure  $R$  est défini au centre du guide. La longueur d'onde est  $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ . Le premier cas peut être considéré comme un confinement moyen avec un substrat  $n_s = 1.6$  et un indice de réfraction du coeur du guide  $n_c = 1.7$ . Le rayon  $R$  varie de la valeur de  $50 \mu\text{m}$  à  $200 \mu\text{m}$ .

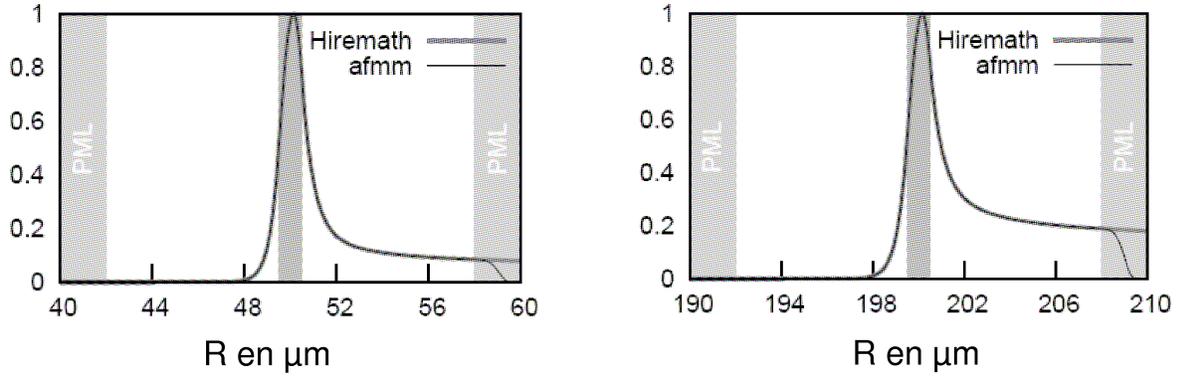


FIGURE 6.2 – Carte du module du champ du mode fondamental dans le premier cas avec  $R = 50 \mu\text{m}$  et dans le deuxième cas avec  $R = 200 \mu\text{m}$ .

Le deuxième cas est une structure à faible confinement. Dans ce cas, on a  $n_s = 3.22000$ ,  $n_c = 3.26106$  et le rayon  $R$  varie entre  $200 \mu\text{m}$  et  $1000 \mu\text{m}$ .

Rayon $R$ ( $\mu\text{m}$ )	Partie réelle de $m$			Partie imaginaire de $m$		
	Hiremath	AFMM-conf	AFMM-cyl	Hiremath	AFMM-conf	AFMM-cyl
50	$4.0189 \times 10^2$	$4.0189 \times 10^2$	$4.0189 \times 10^2$	$-7.9973 \times 10^{-2}$	$-7.9963 \times 10^{-2}$	$-7.9999 \times 10^{-2}$
100	$8.0278 \times 10^2$	$8.0278 \times 10^2$	$8.0278 \times 10^2$	$-9.6030 \times 10^{-4}$	$-9.6008 \times 10^{-4}$	$-9.6364 \times 10^{-4}$
150	$1.2039 \times 10^2$	$1.2039 \times 10^2$	$1.2039 \times 10^2$	$-7.3910 \times 10^{-6}$	$-1.0577 \times 10^{-5}$	$-1.0004 \times 10^{-5}$
200	$1.6051 \times 10^2$	$1.6051 \times 10^2$	$1.6051 \times 10^2$	$-4.8965 \times 10^{-8}$	$-1.0743 \times 10^{-7}$	$-2.1264 \times 10^{-7}$

TABLE 6.1 – Mode fondamental en polarisation TE avec les paramètres suivants :  $n_s = 1.6$ ,  $n_c = 1.7$ ,  $n_s = 1.6$ ,  $\omega = 1 \mu\text{m}$  et  $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$

Rayon $R$ ( $\mu\text{m}$ )	Partie réelle de $m$			Partie imaginaire de $m$		
	Hiremath	AFMM-conf	AFMM-cyl	Hiremath	AFMM-conf	AFMM-cyl
200	$3.1364 \times 10^3$	$3.1364 \times 10^3$	$3.1364 \times 10^3$	$-6.2135 \times 10^{-1}$	$-6.2118 \times 10^{-1}$	$-6.2159 \times 10^{-1}$
400	$6.2700 \times 10^2$	$6.2700 \times 10^2$	$6.2700 \times 10^2$	$-4.9158 \times 10^{-2}$	$-4.9226 \times 10^{-2}$	$-4.9233 \times 10^{-2}$
600	$9.4041 \times 10^3$	$9.4041 \times 10^3$	$9.4041 \times 10^3$	$-2.5635 \times 10^{-3}$	$-2.5588 \times 10^{-3}$	$-2.5610 \times 10^{-3}$
800	$1.2538 \times 10^4$	$1.2538 \times 10^4$	$1.2538 \times 10^4$	$-1.1174 \times 10^{-4}$	$-1.1625 \times 10^{-4}$	$-1.1626 \times 10^{-4}$
1000	$1.5673 \times 10^4$	$1.5673 \times 10^4$	$1.5673 \times 10^4$	$-4.4742 \times 10^{-6}$	$-1.1718 \times 10^{-5}$	$-1.1466 \times 10^{-5}$

TABLE 6.2 – Mode fondamental en polarisation TE avec les paramètres suivants :  $n_s = 3.22000$ ,  $n_c = 3.26106$ ,  $n_s = 3.22$ ,  $\omega = 1 \mu\text{m}$  et  $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$

Pour l'AFMM, la fenêtre de simulation est fixée à  $20 \mu\text{m}$ , avec une épaisseur des PMLs de  $2 \mu\text{m}$  et un coefficient d'absorption  $\gamma = 0.5 + j0.5$  de chaque côté. Le nombre total d'harmoniques est fixé quant à lui à 100 harmoniques. Les tables 6.1 et 6.2 donnent les constantes de propagation selon la propagation en  $\theta$  c'est à dire l'ordre azimutal  $m$ . Les trois méthodes donnent quasiment la même partie réelle (au 4<sup>me</sup> digit avec la virgule). Pour de faibles rayons de courbure, les parties imaginaires sont similaires avec une erreur relative de moins de 1%. Pour des rayons de courbure plus grands, l'AFMM sur-estime la partie imaginaire. Ceci est dû aux PMLs qui induisent des pertes numériques qui deviennent du même ordre que celles induites par la courbure.

Sur la figure 6.2 est décrite la représentation du mode fondamental dans le premier cas pour un rayon de courbure de  $50 \mu\text{m}$  et dans le deuxième cas pour un rayon de courbure de  $200 \mu\text{m}$ . Les cartes de champs sont très similaires avec une erreur relative inférieure à 0.1% sur la partie absolue de l'amplitude. L'effet des PMLs est visible sur les bords de la fenêtre de calcul où le champ est fortement atténué. Enfin, on peut noter qu'à partir de 60 harmoniques, on atteint déjà la valeur réelle de la constante de propagation avec une erreur relative de 3% sur la partie imaginaire.

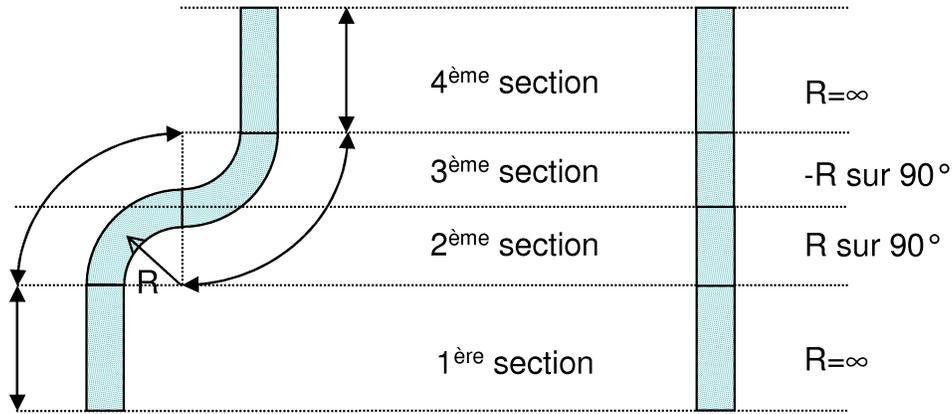


FIGURE 6.3 – Structure en S, à gauche dans une représentation cartésienne utilisée en FDTD et à droite dans une représentation cylindrique utilisée par l’AFMM où l’axe de propagation est  $\theta$ .

### Application sur des courbures plus complexes

Après avoir validé le calcul des modes propres de la structure avec ce formalisme, il était intéressant de l’appliquer sur une structure plus complexe constituée de différents rayons de courbure (positif ou négatif). L’exemple le plus simple est de prendre un guide droit (une largeur de  $0.5 \mu\text{m}$ , un indice de réfraction de coeur de  $2.8002496$  et un indice de réfraction extérieur de  $1.45$ ) suivi d’un S pour décaler le guide vers la droite comme sur la figure 6.3. Le rayon de courbure est  $R = 2 \mu\text{m}$ . On a comparé ce calcul avec un calcul FDTD. Dans la figure 6.4, les évolutions du module et de la phase des champs sont comparées. On remarque que l’on obtient des cartes de champs très similaires. Cette méthode est donc très bien adaptée pour simuler la propagation d’un signal dans des structures plus complexes. On peut donc très bien l’utiliser pour simuler des structures en optique intégrée constituée à la fois de guides droits et de guides courbes. Les rayons peuvent être très grands comme très faibles. Ce dernier cas rend compliqué l’utilisation de la BPM par exemple.

La maîtrise de cet outil est utile aussi pour simuler des résonateurs 2D comme ceux du chapitre IV. Par exemple, ces résonateurs à fort coefficient de qualité sont utilisés pour détecter la présence de particules nanométriques [127]. Ainsi en associant nos connaissances sur la perturbation de microrésonateurs et la modélisation des guides courbes avec l’AFMM2D, il est alors possible de calculer la signature spectrale de ces particules.

### Application sur des résonateurs en 2D

Je vais me baser sur une étude proposée par Hiremath [120]. L’objectif de ce travail est d’étudier l’interaction d’une nanoparticule avec un mode de galerie d’un microdisque en silice résonant à la longueur d’onde de  $541 \text{ nm}$ . Il suppose que cette particule est sur la surface du disque qui peut être modélisée après EIM par une variation d’indice de réfraction dans le coeur du disque. Cette perturbation induit une levée de dégénérescence des longueurs d’ondes de résonance du mode symétrique (SSW) et du mode antisymétrique (ASW). Pour le mettre en évidence, Hiremath a calculé la longueur d’onde et le coefficient de qualité de ces modes en utilisant la FDTD 2D avec un pas de maillage de  $10 \text{ nm}$ . Le choix de cette méthode a deux défauts. Premièrement, le temps de calcul doit être trop important pour permettre le calcul des coefficients de qualité (les disques ont un diamètre très supérieur à la longueur d’onde dans le matériau). Et deuxièmement, le maillage cartésien crée aussi une rugosité sur la périphérie du disque induisant des pertes supplémentaires. En revanche, les avantages de l’AFMM sont multiples : la méthode est plus rapide ; Tant que l’on utilise des couches lamellaires la méthode est rigoureuse ; Un calcul d’un simple déphasage sur la portion modifiée est suffisant pour avoir la levée de dégénérescence ; Et enfin tant que le coefficient de qualité est inférieur à  $10^6$ , le calcul est convergent. On peut schématiser brièvement la structure sur la figure 6.5. L’élément perturbant n’a pas tout à fait la même forme que celui d’Hiremath mais cet élément occupe la même surface. Finalement, la structure simulée en AFMM est donc composée de trois sections successives selon l’axe  $\theta$ . La première et la troisième ont des longueurs très petites pour

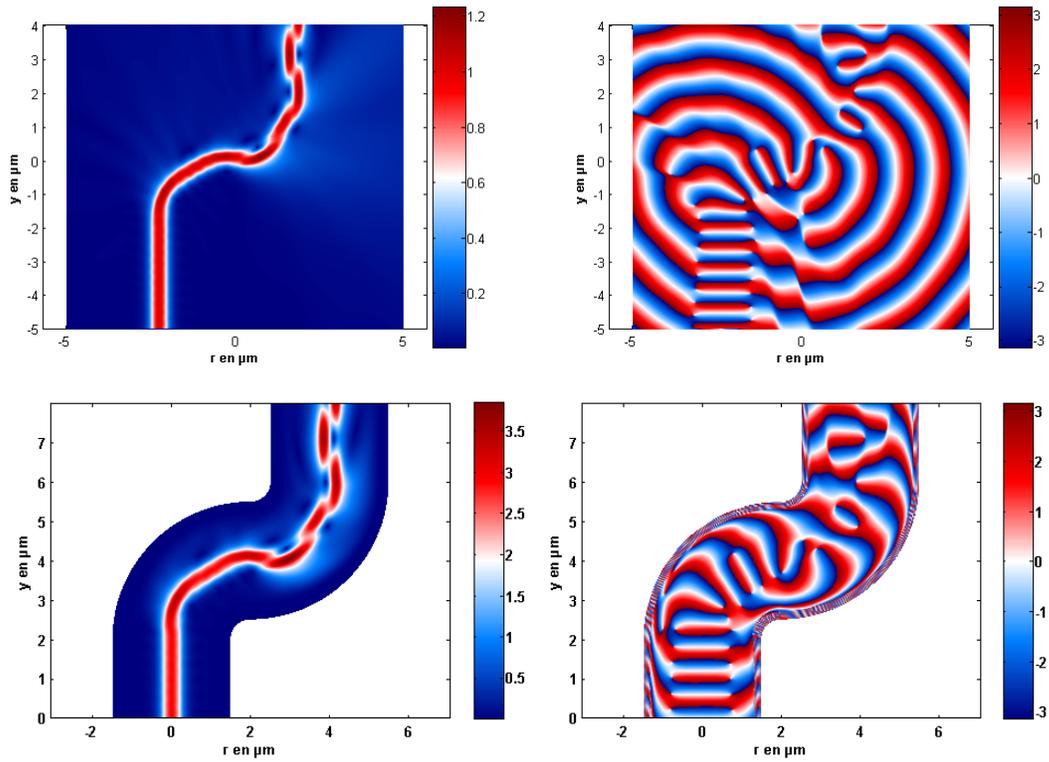


FIGURE 6.4 – Evolution du module et de la phase du champ propagé dans une structure en S ( $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ ,  $n_c = 2.8002496$ ,  $n_s = 1.45$  et  $R = 2 \mu\text{m}$  et le nombre des harmoniques est 201). La première ligne est un calcul FDTD. La deuxième ligne est un calcul AFMM

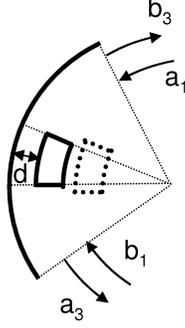


FIGURE 6.5 – Description de la portion du disque simulée avec la forme de la particule qui reste la même quelque soit la valeur de  $d$ .

éviter d'ajouter des pertes numériques. On excite la sortie et l'entrée de la structure. Si les excitations sont en phase, on obtient le mode symétrique (SSW). Si les excitations sont en opposition de phase, on obtient le mode antisymétrique (ASW). Généralement, ces structures sont multimodes mais chacun de ces modes résonne à des longueurs d'ondes différentes. Ainsi dans la suite, on aura seulement le mode fondamental comme mode possible en entrée ou en sortie de la portion de disque simulée de la figure 6.5.

Maintenant à partir du calcul, on va pouvoir obtenir rapidement les paramètres suivants : l'indice effectif complexe  $n_{eff} = n_r - jn_i$ , le coefficient de qualité du résonateur non perturbé  $Q_0 = n_r/2n_i$ , les pertes en puissance sur cette portion sans perturbation  $A$  en  $Np/m$  avec  $A = \frac{4\pi}{\lambda} n_i L$ ,  $L$  étant la longueur totale de l'arc. Les pertes rayonnées par le défaut seront définies par  $\gamma = 1 - |b_3/b_1|^2 - |b_3/a_1|^2$ . Dans le cas d'un résonateur, on a vu dans le chapitre IV que la longueur d'onde de résonance  $\lambda_c$  est une valeur complexe et que l'ordre azimutal  $m$  est un entier. On peut néanmoins fixer la longueur d'onde réelle (vrai si on est très proche de la résonance). La notation complexe apparaîtra alors sur la valeur de l'indice effectif puis sur l'ordre azimutal. Pour des cavités très résonantes, on peut alors écrire les relations suivantes :

$$\begin{cases} \lambda_c \cong \lambda_r \\ m_r \cong \frac{Rm_r}{\lambda_r} \\ m_i \cong \frac{Rm_i}{\lambda_r} \\ m_i \ll m_r \\ n_i \ll n_r \end{cases}$$

Pour prendre en compte l'effet de cette perturbation, l'ordre azimutal  $m$  sera donné par la relation suivante  $2\pi m = k_0 (2\pi R) n_r - L_{plot}/R + \Phi$  avec  $\Phi$  le déphasage subit à travers le plot. On utilise ensuite la méthode proposée dans la publication Morand et al [98] pour obtenir le nouveau coefficient de qualité du résonateur avec la perturbation. On calcule la puissance rayonnée par le plot  $P_{plot}$  en fonction de la puissance stockée dans le disque  $P_0$  soit  $P_{plot} = |\gamma|^2 P_0$ . On calcule aussi la puissance rayonnée par le disque non perturbée  $P_{rad} = P_0 (1 - \exp(-2k_0 n_i R 2\pi))$ . On obtient très facilement le nouveau coefficient de qualité chargée  $Q_{loaded}$  avec l'expression suivante :

$$Q_{loaded} = \frac{Q_0}{1 + \frac{P_{plot}}{P_{rad}}} \quad (6.3)$$

On visualise d'abord le résultat obtenu avec un contraste d'indice de réfraction entre le disque et le plot de 0.2. La longueur de l'arc du plot est de 88.6 nm et sa hauteur est aussi de 88.6 nm au lieu d'un cercle de 50 nm de rayon pour Hiremath. Ces valeurs ont été choisies pour avoir une surface d'interaction égale soit  $S = \pi R^2 = 0.785 \mu\text{m}^2$ . Le rayon externe  $R$  du disque est 2.5  $\mu\text{m}$ . On utilise enfin la polarisation TE.

L'évolution des pertes suit la forme du champ transversal que ce soit pour le mode SSW ou ASW. En revanche, le mode SSW est extrêmement plus sensible au plot. Plus on se rapproche du maximum

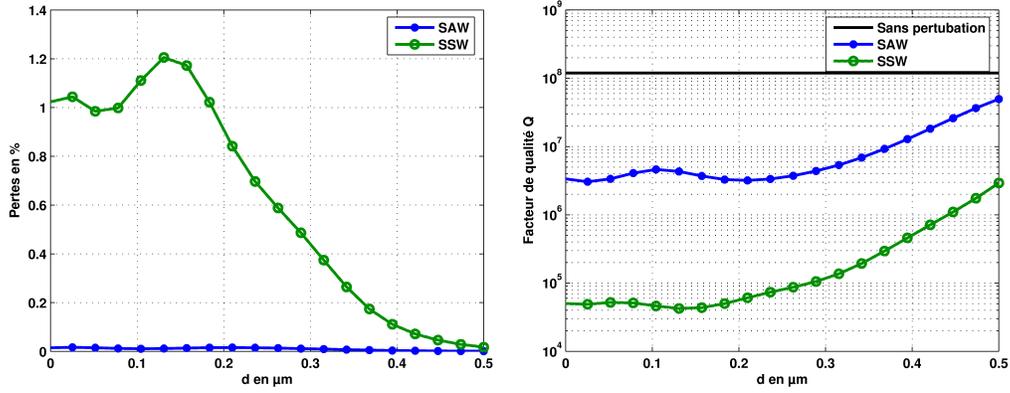


FIGURE 6.6 – À gauche, pertes des deux modes à travers le plot et à droite évolution de leur coefficient de qualité en fonction de la position de la particule.

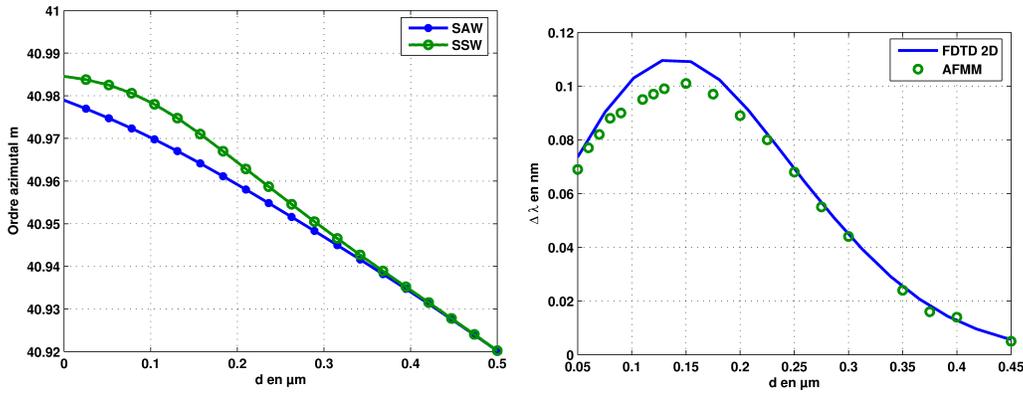


FIGURE 6.7 – Evolution de l'ordre azimutal  $m$  à gauche et évolution de la levée de dégénérescence  $\Delta\lambda$  obtenue avec la FDTD 2D et l'AFMM.

du champ du mode de galerie, plus les pertes sont importantes. En revanche, il y a une diminution des pertes pour une position entre le maximum du champ et le bord du disque. On peut supposer que la position asymétrique du plot par rapport au mode peut permettre l'excitation du deuxième mode de galerie asymétrique. Ce mode est considéré comme une perte puisque sa résonance se situe à une autre longueur d'onde. On a calculé le coefficient de qualité à vide mais sa valeur absolue risque de ne pas être bonne. La valeur de la partie imaginaire est très proche du bruit numérique de notre méthode. Ce bruit est relié à la taille de la fenêtre de périodisation, au nombre d'harmoniques et aux PMLs. La troncature des séries de Fourier induit des erreurs sur la fonction périodisée. Dans le cas de guides à faibles pertes, on a déjà montré dans la table 6.2 l'impact de ce problème numérique sur la partie imaginaire Il faut plutôt s'intéresser aux valeurs relatives. On remarque donc bien une diminution importante des coefficients de qualité fortement liée aux pertes précédentes.

L'ordre azimutal  $m$  varie différemment pour les deux modes SSW et ASW sur la figure 6.7. On va utiliser les évolutions de  $m$  pour essayer de calculer la levée de dégénérescence entre les deux modes. On peut utiliser la relation de l'ordre azimutal  $m$  en appliquant une dérivée par rapport à la longueur d'onde  $\lambda$ . En supposant que la dispersion chromatique de l'indice effectif complexe et de la phase sont négligeables, il est possible d'écrire alors que  $\Delta\lambda = -\lambda^2 \Delta m / (2\pi R n_{eff})$ . On a alors la courbe de la figure 6.7 que l'on peut comparer à la courbe de la publication de Hiremath. On obtient la même évolution qui correspond à peu près à l'évolution de la carte de champ. Le maximum est situé à la même position. En revanche, le maximum est plus important avec l'AFMM. On peut supposer que la structure est mieux définie avec l'AFMM et on atteint donc des meilleurs résultats (pas de rugosités sur la périphérie). On pourrait donc mettre ici en évidence le couplage de la rugosité du maillage et de la perturbation difficilement séparable avec la FDTD.

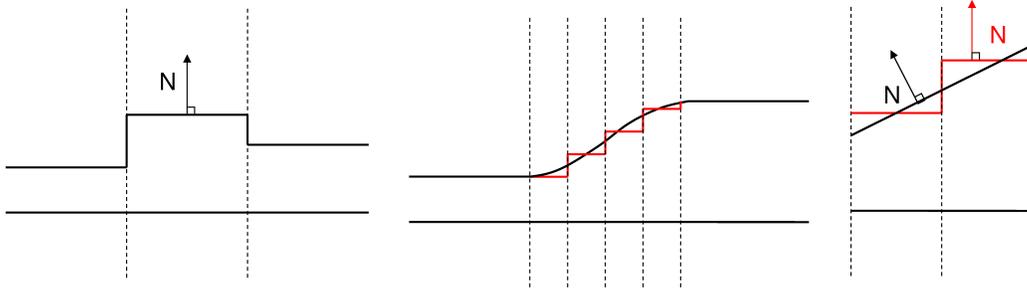


FIGURE 6.8 – a) A gauche, évolution lamélaire d'un guide suivant la propagation. b) Au milieu, évolution discrétisée d'un guide suivant la propagation. c) A droite, variation des vecteurs normaux de la pente réelle et de la pente discrétisée.

Cette méthode peut devenir très intéressante pour étudier des déformations localisées sur la périphérie des microdisques. On peut en effet de cette manière déterminer leur influence sur le coefficient de qualité et la levée de dégénérescence par exemple. Ce genre d'étude intéresse par exemple les chercheurs qui veulent placer des mésas sur l'arête du microdisque pour garantir un effet d'amplification important sans amoindrir le coefficient de qualité du microdisque non perturbé. On peut ainsi étudier toutes les formes possibles de perturbation. Des études sont actuellement en cours pour développer ces modèles.

### Problème issu de la "Staircase approximation" $\Rightarrow$ Hybridation de la méthode avec une méthode différentielle

Pour l'instant l'AFMM est tout à fait rigoureuse lorsque l'on a une succession de couches lamellaires comme l'évolution 2D de la figure 6.8 a). Des formes quelconques peuvent être discrétisées par une succession de couches lamellaires comme sur la figure 6.8 b) mais dans ce cas on induit une approximation appelée la "Staircase approximation" [78]. Pour avoir un outil de modélisation plus performant, une solution serait de coupler l'AFMM cylindrique avec une méthode différentielle. En effet, dans une section lamellaire donnée, l'AFMM se réduit aux calculs des valeurs propres et des vecteurs propres d'une matrice de propagation qui est constante dans cette zone. La méthode différentielle utilise le même type de matrice mais celle-ci n'est pas constante et dépend de l'évolution de la structure le long de la propagation d'une section donnée. Il faut donc intégrer numériquement cette matrice pour obtenir la propagation du signal dans cette section. L'étude est dans ce cas plus complexe mais beaucoup plus rigoureuse.

$$\begin{cases} \frac{dF(y)}{dy} = MF(y) \implies \text{AFMM} \\ \frac{dF(y)}{dy} = M(y)F(y) \implies \text{Méthode différentielle} \end{cases}$$

La méthode différentielle est déjà bien connue pour étudier les réseaux ou des fibres microstructurées [121]. Des développements supplémentaires à cette méthode ont été aussi apportés pour améliorer sa convergence numérique. En effet, la méthode FFF [122] semble être importante pour assurer cette convergence. Si la surface d'une couche d'une section n'est pas parallèle à l'axe de propagation comme sur la figure 6.8 c), la condition d'inversion pour la polarisation TM ne sera pas efficace. Le champ électrique parallèle à la surface va subir la règle de Laurent classique. Tandis que le champ électrique normal à la surface va subir quant à lui la règle inverse. En noir, on a la pente réelle caractérisée par son vecteur normal  $\vec{N}$ . En rouge, on a la partie discrétisée caractérisée cette fois-ci par un vecteur normal  $\vec{N}$  différent. Ainsi pour une surface quelconque, il est important de décomposer le champ électrique suivant la tangente et la normale à cette surface.

## 6.2 Vers l'AFMM-3D

Une méthode pour modéliser des résonateurs cylindriques en 3D a été précédemment proposée. Malheureusement cette méthode se limite à des structures compactes et n'est adaptée que pour ce type de symétrie. Il peut être intéressant de développer sur le même principe que l'AFMM cylindrique un solveur

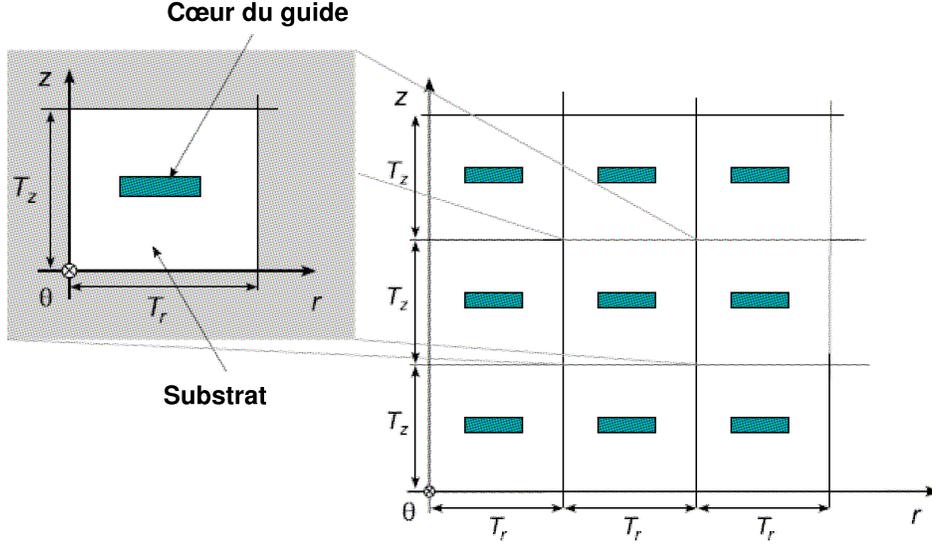


FIGURE 6.9 – Principe de périodisation de la partie transverse de la structure.

de modes 3D (détermination de la carte des champs électriques et magnétiques transverses en 2D). Cette solution a déjà été proposée par Hugonin [123] pour une structure cartésienne. Le même type de modèle a été alors développé mais en ajoutant la matrice  $[[r]]$  pour pouvoir simuler alors des guides courbes. Cette méthode est intéressante. Elle permet en effet de calculer tous les vecteurs propres de la structure en même temps. En connaissant ensuite ces modes, on peut les faire propager dans une section homogène comme dans le cas de l'AFMM-2D et obtenir un outil de modélisation pour simuler les structures en 3D comme l'a déjà proposé Lalanne pour des structures 3D avec un maillage cartésien [46]. Bucci de l'IMEP-LAHC a pris en charge ce type de développement. Il a ainsi développé ce type de solveur en introduisant la possibilité de prendre en compte la courbure du guide [116]. Une partie de ce travail a été financée par un projet ACI et un projet RTRA entre 2006 et 2011 avec comme partenaires le Institut Louis Néel, INAC et le LKB.

### Principe de la méthode

Cette fois-ci toutes les équations de Maxwell doivent être prises en compte. Il est ensuite important de retrouver un système différentiel. Dans notre cas, l'axe de propagation sera défini comme étant l'axe  $\theta$ . On obtient alors les équations suivantes :

$$\begin{cases} \frac{\partial E_r}{\partial \theta} = \frac{\partial}{\partial r} \left[ \frac{r}{j\omega\epsilon_\theta} \left( \frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} \right) \right] + j\omega\mu_z r H_z \\ \frac{\partial E_z}{\partial \theta} = r \frac{\partial}{\partial z} \left[ \frac{1}{j\omega\epsilon_\theta} \left( \frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} \right) \right] - j\omega\mu_r r H_r \\ \frac{\partial H_r}{\partial \theta} = \frac{\partial}{\partial r} \left[ -\frac{r}{j\omega\mu_\theta} \left( \frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) \right] - j\omega\epsilon_z r E_z \\ \frac{\partial H_z}{\partial \theta} = r \frac{\partial}{\partial z} \left[ -\frac{1}{j\omega\mu_\theta} \left( \frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) \right] + j\omega\epsilon_r r E_r \end{cases} \quad (6.4)$$

Il faut ensuite développer les champs électriques, les champs magnétiques, la permittivité et la perméabilité sur des séries de Fourier. La structure va être considérée invariante suivant l'axe  $\theta$  et sera périodisée selon l'axe  $r$  et l'axe  $z$ . Ceci est décrit sur la figure 6.9. Les périodes sont respectivement  $T_z = 2\pi/\gamma_r$  et  $T_r = 2\pi/\gamma_r$ . Ainsi un terme générique  $A$ , représentant un champ, une permittivité ou une perméabilité peut être représenté par la relation suivante :

$$A = \sum_h \sum_k a_{h,k} e^{j(h\gamma_r r + k\gamma_z z)} \quad (6.5)$$

En utilisant ensuite ces séries, on peut écrire le système précédent sous une forme plus compacte :

$$\frac{\omega\beta_s}{R} \begin{pmatrix} [\hat{E}_r] \\ [\hat{E}_z] \\ [\hat{H}_r] \\ [\hat{H}_z] \end{pmatrix} = \bar{A} \begin{pmatrix} [\hat{E}_r] \\ [\hat{E}_z] \\ [\hat{H}_r] \\ [\hat{H}_z] \end{pmatrix} \quad (6.6)$$

avec  $R$  le rayon de courbure du guide (référence au centre du guide),  $\bar{A}$  une matrice exprimée de la manière suivante :

$$\bar{A} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \bar{X}_1 & \bar{X}_2 \\ 0 & 0 & \bar{X}_3 & \bar{X}_4 \\ \bar{Y}_1 & \bar{Y}_2 & 0 & 0 \\ \bar{Y}_3 & \bar{Y}_4 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (6.7)$$

Les matrices  $\bar{X}_i$  et  $\bar{Y}_i$  regroupent toutes les propriétés optogéométriques de la structure grâce à l'utilisation des matrices Toeplitz des paramètres  $\epsilon$ ,  $\mu$  et  $r$ . A partir de cette matrice, on est ensuite capable de calculer les indices effectifs d'un guide droit ou courbe relié à la constante de propagation  $\beta_s = \frac{2\pi}{\lambda} n_{eff}$ . Pour le calcul d'une résonance, la méthode consiste à fixer une longueur d'onde, puis à calculer l'ordre azimutal complexe du mode. Pour être à la résonance, ce paramètre doit être un entier. En traçant, son évolution avec la longueur d'onde, on sera alors capable de déterminer la longueur d'onde de résonance de la structure. Quelques résultats vont être présentés dans le paragraphe suivant.

### Validation de la méthode sur un guide droit et un microanneau

Ce solveur de mode totalement vectoriel a été appliqué sur un résonateur 3D du type microanneau (guide rectangulaire coubé) présenté sur la figure 6.10. L'indice de réfraction du coeur est  $n_c = 3.38$  entouré de silice d'indice de réfraction  $n_s = 1.44$ . Son épaisseur est de 300 nm et les rayons interne et externe sont respectivement 1  $\mu\text{m}$  et 1.2  $\mu\text{m}$ . Les résultats ont été comparés à ceux obtenus avec la FDTD 3D. La partie réelle de l'indice effectif complexe calculée pour un mode guidé est reliée à l'ordre azimutal par la relation suivante  $m = (2\pi/\lambda)Rn_e$  où  $R$  est le rayon de courbure situé au centre du guide et au centre de la fenêtre de calcul et  $n_e$  est la partie réelle de l'indice effectif du mode guidé. La méthode a été implémentée suivant les coordonnées cylindriques et a été écrite en C++. La limitation de cette méthode est l'utilisation de matrices très grandes qui limitent le nombre d'harmoniques à utiliser. L'évaluation des coefficients de qualité des résonateurs nécessitent des PMLs extrêmement efficaces. Elles doivent absorber le champ rayonné par la courbure. Pour ce cas, la fenêtre de calcul est fixée par  $T_r = 4 \mu\text{m}$  et  $T_z = 2 \mu\text{m}$ . L'épaisseur totale des PMLs est 1.5  $\mu\text{m}$  selon  $r$  et 0.2  $\mu\text{m}$  selon  $z$  avec un coefficient d'absorption  $\gamma = 0.5 + j0.5$ . Les résultats sont décrits respectivement pour les cas quasi-TE et quasi-TM dans les tables 6.3 et 6.4.

Ordre $m$	11	12	13	14	15
$\lambda$ -FDTD ( $\mu\text{m}$ )	1.2277	1.1767	1.1312	1.0900	1.0537
Q-FDTD	142	371	1081	2224	6224
$\lambda$ -AFMM( $\mu\text{m}$ )	1.2277	1.17815	1.1312	1.0910	1.0537
Q-AFMM	79	212	678	2047	7081

TABLE 6.3 – Comparaison des résultats obtenus avec le solveur et la FDTD-3D en polarisation quasi-TE.

Ordre $m$	11	12	13	14
$\lambda$ -FDTD( $\mu\text{m}$ )	1.3344	1.2769	1.2248	1.1770
Q-FDTD	657	1916	4303	11369
$\lambda$ -AFMM( $\mu\text{m}$ )	1.3402	1.2816	1.2285	1.17929
Q-AFMM	419	1238	3848	12856

TABLE 6.4 – Comparaison des résultats obtenus avec le solveur et la FDTD-3D en polarisation quasi-TM.

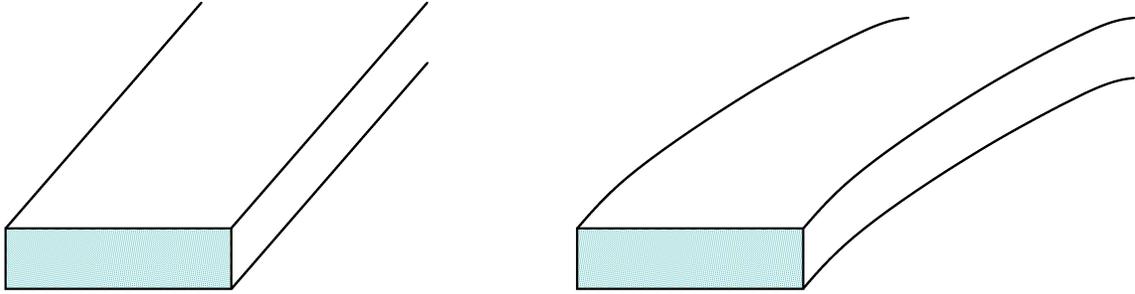


FIGURE 6.10 – A gauche, guide ruban droit et à droite le même guide ruban mais courbée (largeur = 200 nm, épaisseur = 500 nm,  $R$  (au centre du guide) = 2  $\mu\text{m}$ ,  $n_{\text{substrat}} = 1.44$  et  $n_{\text{coeur}} = 3.48$  avec un nombre d’harmoniques  $41 \times 41$ ).

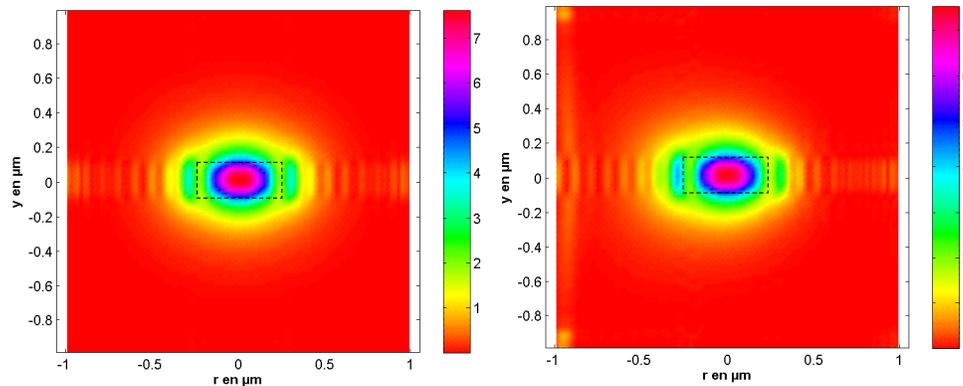


FIGURE 6.11 – A gauche, répartition du module du champ  $E_x$  dans un guide droit et à droite répartition du champ dans le même guide mais courbée.

Les résultats sont très proches notamment avec la polarisation quasi-TM. Dans l’autre polarisation, le coefficient de qualité est légèrement sous-estimé. On suppose que dans ce cas, les PMLs semblent moins efficaces et induisent une absorption artificielle qui a tendance à augmenter les pertes rayonnées pour les modes ayant une résonance moins forte. Ceci est dû à la méthode qui pour l’instant ne respecte pas pour n’importe quelle polarisation la règle inverse nécessaire lorsqu’il y a une multiplication de deux séries de Fourier discontinues en un même point. Enfin, on peut voir un exemple de carte de champs sur les figures 6.11. La première est la répartition du champ dans un guide droit et la suivante est celle du guide courbé. L’effet de la courbure est notamment visible grâce au déplacement du maximum de la carte de champ vers les  $r$  négatifs. On visualise les pertes rayonnées. Par défaut le centre de la courbure est fixé à la valeur 0. Il faut ajouter le rayon de courbure  $R$  pour avoir l’abscisse en valeurs absolues.

### Application de cet outil sur l’étude des microtores ou des sphères

A partir de cette méthode, il est maintenant envisageable de modéliser des résonateurs plus complexes ayant des coefficients de qualité très importants. Ce sont notamment les résonateurs sphériques [124] ou les microtores [128]. Ces structures généralement en silice entourées d’air ont comme propriété d’avoir une rugosité de surface très faible qui réduit fortement leur impact sur la diminution du coefficient de qualité. Généralement, l’adsorption d’eau à la surface et de l’absorption de la silice composant la sphère limitent beaucoup plus le facteur de qualité notamment dans le visible [125]. Les sphères sont généralement plus résonantes que les microtores mais ces derniers ont l’avantage d’être fabriqués sur un substrat de Silicium. Il est alors possible d’envisager leur intégration dans des circuits photoniques plus complexes. Néanmoins de récents travaux permettent d’envisager l’intégration aussi de sphères situées elle aussi

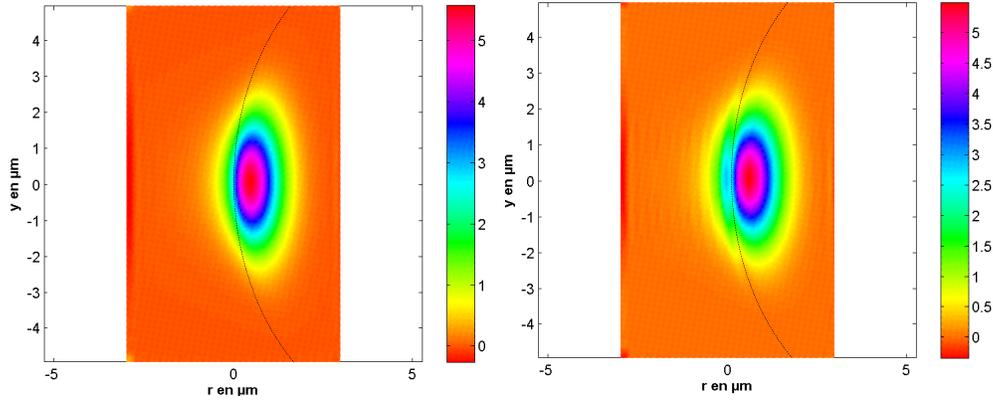


FIGURE 6.12 – A gauche, répartition du champ  $E_y$  pour  $m = l = 43$  à la longueur d’onde de  $1.5685 \mu\text{m}$  avec un nombre d’harmoniques  $41 \times 41$ . A droite, répartition du champ  $E_r$  pour  $m = l = 43$  à la longueur d’onde de  $1.551 \mu\text{m}$  avec un nombre d’harmoniques  $41 \times 41$ .

sur un piedestal de Silicium [129]. Il existe des solutions analytiques pour calculer le champ des modes résonants des sphères. Pour cela, on suppose que le champ solution  $\psi$  des équations de Maxwell exprimées en coordonnées sphériques est considéré à variables séparables :  $\psi = \psi_r \psi_\theta \psi_\phi \exp(j\omega t)$ . On s’intéresse aux modes de galerie tournant le long de l’axe  $\phi$  ce qui implique alors que  $\psi_\phi = N \exp(jm\phi)$ . A partir de ces expressions, on obtient deux équations indépendantes. La première donne l’expression du champ  $\psi_r$  selon l’axe radial  $r$ . Ce champ est soit une fonction sphérique de bessel de première espèce d’ordre  $l$   $j_l(k_0 nr)$  à l’intérieur de la sphère soit une fonction sphérique de bessel de deuxième espèce  $h_l^{(2)}(k_0 nr)$  à l’extérieur. La continuité des champs en  $r$  et l’imposition d’un champ seulement sortant permet alors de calculer la longueur d’onde de résonance. La deuxième équation donne l’évolution du champ selon l’axe  $\theta$ . Le champ solution  $\psi_\theta$  est une fonction de Legendre  $\psi_\theta = P_l^m(\cos(\theta))$ . Le mode fondamental est obtenu dans le cas particulier  $m = l$  avec la longueur d’onde de résonance solution la plus grande. Pour les cas  $m < l$ , on obtient la même longueur d’onde de résonance mais avec un champ constitué de  $l - m + 1$  lobes selon l’axe  $\theta$ . On peut préciser que dans ce cas, on obtient aussi un mode TE et un mode TM. Une première série de calcul a été faite avec le solveur de mode 3D. Sachant que les coefficients de qualité sont extrêmement élevés, j’ai comparé seulement les longueurs d’ondes de résonance répertoriées dans la table 6.5.

Ordre $m = l$	42	43	44
$\lambda$ -Analytique TE( $\mu\text{m}$ )	1.6073	1.5727	1.5396
$\lambda$ -AFMM TE( $\mu\text{m}$ )	1.604	1.570	1.537
$\lambda$ -Analytique TM( $\mu\text{m}$ )	1.5849	1.5511	1.5189
$\lambda$ -AFMM TM( $\mu\text{m}$ )	1.585	1.551	1.519

TABLE 6.5 – Comparaison des modes de galerie fondamentaux obtenus avec le solveur et la méthode analytique en TE et TM pour une sphère de silice entourée d’air (Diamètre de  $16.9 \mu\text{m}$ ,  $n_{\text{silice}} = 1.445$  et un nombre d’harmoniques  $41 \times 41$ ).

Pour cette première étude, une précision de la longueur d’onde de résonance à  $10^{-3}$  près a été obtenue. Les valeurs sont très proches des valeurs analytiques données avec une meilleure précision en utilisant seulement  $41 \times 41$  harmoniques. Ce dernier paramètre semble encore être influent sur la précision de ces longueurs d’ondes de résonance. L’origine de cette erreur est aussi liée au calcul des harmoniques de Fourier issu d’une FFT-2D avec une discrétisation de la structure en coordonnées cartésiennes qui peut aussi apporter des imprécisions. Les PMLs ne suivent pas la même symétrie que les sphères. Dans la figure 6.12, les modes fondamentaux TE et TM sont représentés avec  $m = l = 43$  pour la structure précédente. On remarque nettement la discontinuité du mode TM sur la surface de la sphère. Il est important de rappeler que ces modes sont ici représentés sur une grille cartésienne. Les composantes du champ électrique des deux figures ne suivent donc jamais la symétrie de la structure. Ceci serait le cas si des coordonnées sphériques étaient utilisées.

Le même type de calcul a été appliqué sur les microtores. En revanche, il n’existe pas de méthodes analytiques pour calculer ce type de mode. La méthode proposée est donc une bonne alternative pour

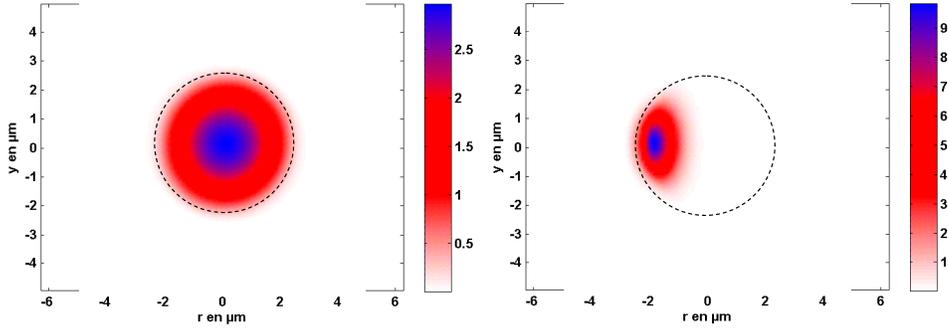


FIGURE 6.13 – Répartition du champ  $E_r$  à la longueur d'onde de  $0.95 \mu\text{m}$  dans un guide cylindrique de diamètre  $5 \mu\text{m}$  où la position  $x = 0 \mu\text{m}$  correspond à l'axe du guide. À gauche le mode fondamental dans le guide droit et à droite le mode fondamental dans le même guide courbé, le rayon externe du guide étant fixé à  $15 \mu\text{m}$ .

avoir la représentation du champ dans le microtore. Sur la figure 6.13, on peut observer l'évolution du champ du mode fondamental dans le cas d'un guide cylindrique non courbé et dans le cas du guide cylindrique courbé correspondant au microtore tournant à droite. On remarque toujours le déplacement important du mode sur le bord externe de la courbure. De plus, le mode a tendance aussi à se confiner sur ce même bord externe.

Ces premiers calculs sont très prometteurs. On a ainsi la possibilité de calculer les modes de nombreux résonateurs ayant une symétrie cylindrique. En effet, il est maintenant possible de réaliser des formes variées et complexes allant de la sphère au microtore comme la structure appelée donut [129]. La modélisation devient alors un outil indispensable pour leur développement. Cette information peut devenir importante pour coupler de manière plus efficace aussi ces modes dans une fibre étirée. On peut en effet déterminer avec plus de précisions le diamètre minimum de la fibre. De plus, les calculs précédents appliqués en 2D pour déterminer l'influence d'une particule sur un résonateur peut maintenant être transposés dans le domaine 3D. En effet, grâce à l'obtention de ces vecteurs propres, il est maintenant possible d'avoir l'outil 3D prenant en compte la propagation. Ces études peuvent être très intéressantes pour appréhender l'effet de très petites particules sur les microtores et notamment sur la levée de dégénérescence induite par la particule sur les modes résonants.

### Vers la propagation 3D

Maintenant, que l'on est capable de calculer les modes propres d'une section quelconque, il est désormais possible de faire propager ces modes dans une section invariante (guide droit ou guide courbe de rayon constant). En appliquant toujours les mêmes règles de continuité aux interfaces séparant deux sections différentes, on peut calculer la propagation de la lumière en 3D [130]. Un premier test a été effectué sur un guide en S : c'est un guide ruban avec un indice de réfraction  $n_{Si} = 3.48$  entouré de silice  $n_{SiO_2} = 1.44$  avec une largeur  $w = 500 \text{ nm}$  et une épaisseur de  $h = 200 \text{ nm}$ . La structure utilisée est composée de quatre sections déjà décrites en 2D sur la figure 6.5. Il y a un guide droit d'une longueur de  $2 \mu\text{m}$ , deux guides courbes de  $90^\circ$  avec le même rayon de courbure mais dans une direction opposée et enfin un guide droit de sortie de  $2 \mu\text{m}$  de long. Les résultats sont comparés ensuite à une simulation faite avec une FDTD 3D. La longueur d'onde est  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$  et la polarisation choisie est le TM. Il est intéressant de s'attarder sur la composante  $E_x$  du champ parallèle au substrat en coordonnées cartésiennes ou  $E_r$  en coordonnées cylindriques.

Pour comparer les résultats des deux méthodes, la quantité suivante a été calculée :

$$I = \frac{\int_{\Sigma_{output}} |E_r(r, z, \theta_{output})|^2 d\Sigma}{\int_{\Sigma_{input}} |E_r(r, z, \theta_{input})|^2 d\Sigma} \quad (6.8)$$

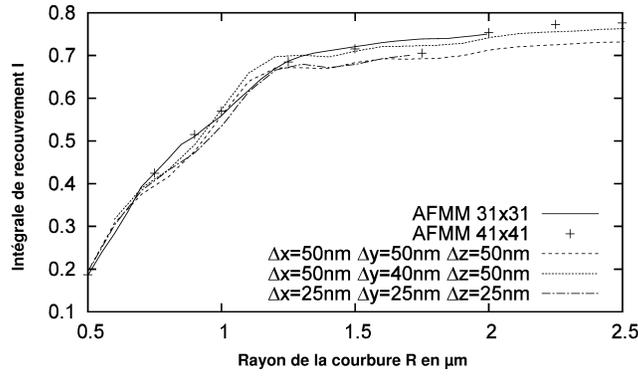


FIGURE 6.14 – Comparaison des résultats obtenus avec l’AFMM et la FDTD pour la simulation d’une structure en S.

où  $\Sigma_{input}$  est une surface carrée centrée sur le coeur du guide avec une largeur et une hauteur de 1  $\mu\text{m}$  et placée au début de la structure,  $\Sigma_{output}$  est une surface carrée centrée sur le coeur du guide avec une largeur et une hauteur de 1  $\mu\text{m}$  et placée à la fin de la structure. La valeur de  $I$  est proportionnelle à la puissance portée par le champ dans la section considérée. Cette valeur sera alors directement reliée aux pertes dues à la propagation le long des deux courbures. Les résultats sont montrés sur la figure 6.14 où l’on représente  $I$  en fonction de  $R$  le rayon de courbure de la structure en S. Pour un rayon de courbure en dessous de 1.3  $\mu\text{m}$ , la valeur de  $I$  indique qu’il y a des pertes non négligeables dans les deux courbures. Et ces pertes augmentent en diminuant la valeur de  $R$ . Il y a un bon accord entre les deux méthodes numériques. Les différences de valeurs obtenues entre l’AFMM et la FDTD sont du même ordre de grandeur que les différences de résultats entre les différentes simulations de FDTD en changeant particulièrement le maillage spatiale de la structure. Cet accord se retrouve aussi sur les cartes spatiales présentées sur la figure 6.15 où le champ  $E_x$  ou  $E_r$  est tracé dans une section transverse à la direction de propagation à la sortie et au milieu de la structure. Dans ce cas, le rayon de courbure  $R$  est de 1  $\mu\text{m}$  et les effets de la courbure sont clairement visibles par une asymétrie de la carte d’intensité. Les origines de ces différences sont multiples : la discrétisation de la structure en FDTD amène des imprécisions notamment dans les courbes. L’AFMM est beaucoup plus précise sur ce point. L’AFMM peut néanmoins diminuer le rayonnement qui peut se coupler de la première courbure à la deuxième courbure. En effet, la section courbée limitée par des PMLs peut induire une absorption d’une partie de ce rayonnement. La section peut être plus large mais pour cela il faut aussi augmenter le nombre d’harmoniques pour avoir le même ordre de précision sur la description de la structure.

Les premiers résultats de cette méthode sont très prometteurs pour simuler des structures ayant de préférences des symétries cylindriques ou à évolution lamellaire. L’utilisation d’ordinateur avec de fortes mémoires vives sera un point clé si on veut atteindre des précisions de calculs encore plus importantes. Le temps de simulation dépend du nombre d’harmoniques et du nombre de section. Par exemple, dans le cas de la structure précédente, le temps de simulation reste constant quelque soit la valeur du rayon de courbure  $R$  choisi. Avec un ordinateur équipé d’une mémoire vive de 2 Gb de RAM et un processeur core duo de 2 GHz, on peut utiliser un nombre d’harmoniques de  $31 \times 31$  qui donne un temps de simulation de 112 minutes.

Cette méthode décrite précédemment peut encore être améliorée. Par exemple, le calcul du champ électrique est pour l’instant obtenu en effectuant le produit de deux séries de Fourier (permittivité et champ magnétique par exemple en polarisation TM). Malheureusement, il a été montré que la convergence de ce calcul lorsque la permittivité et le champ sont discontinus est lente [131]. Ce phénomène est nettement visible lorsque l’on étudie par exemple la répartition du champ électrique d’un mode plasmonique en polarisation TM où le champ électrique s’éteint rapidement à l’intérieur de la partie métallique. Une solution est de calculer la série de Fourier de l’induction électrique. Le champ électrique est ensuite calculé dans l’espace direct (domaine spatial) en divisant le champ induit par la permittivité dont la répartition spatiale est parfaitement connue. Les conditions de Li sont en 3D plus difficiles à appréhender. Néanmoins une approche est suggérée en prenant en compte une orientation arbitraire des interfaces de permittivités afin de toujours appliquer correctement les règles de factorisation pour les champs continus

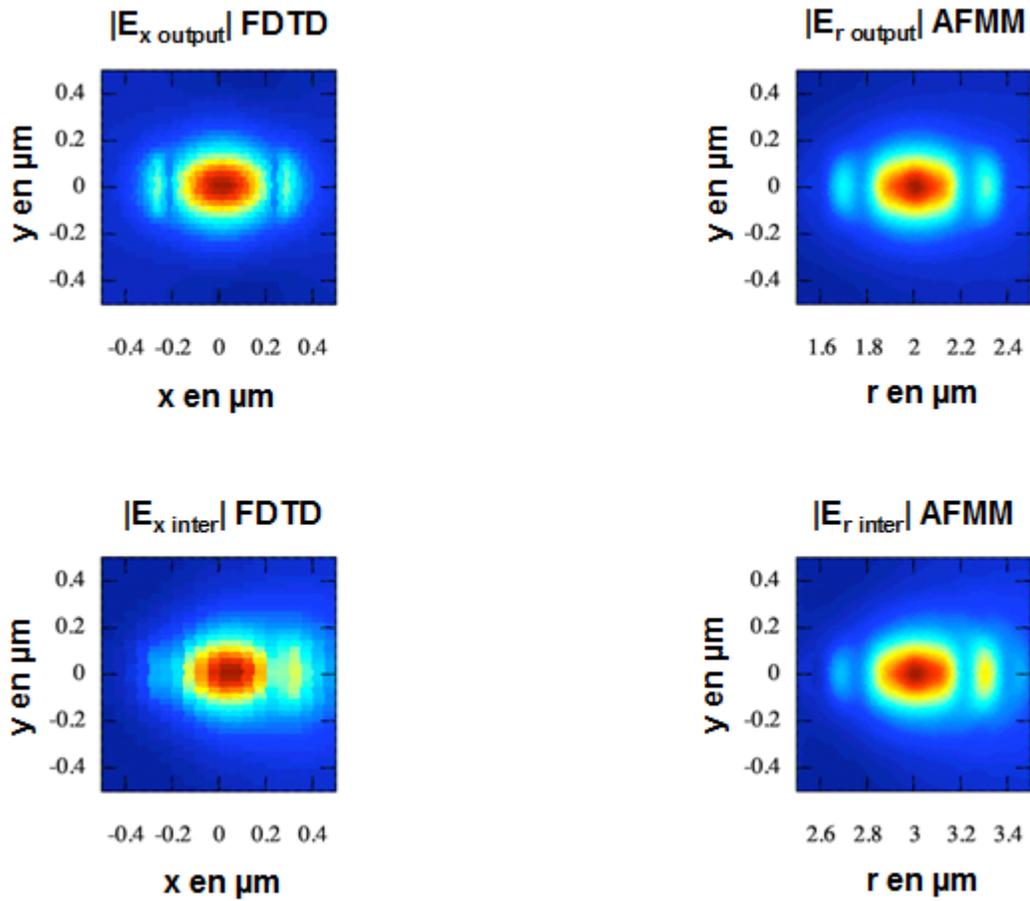


FIGURE 6.15 – Comparaison des cartes de champs obtenues avec la FDTD et l’AFMM sur deux sections transverses à la direction de propagation. Output : à la sortie de la structure en S. Inter : au milieu de la structure en S.

et discontinus [132]. Une autre solution est de passer par le calcul d'un vecteur normal aux interfaces [133, 134].

## 6.3 Interaction avec des nanoparticules

Ces dernières années, d'énormes efforts de recherche ont été focalisés sur le développement de nanoobjets isolés ou distribués sur une surface micrométrique. Le deuxième cas est directement relié par exemple aux développements des cristaux photoniques qui mettent en avant les propriétés de l'arrangement périodique de nanoobjets conduisant à de multiples et différents phénomènes (ondes lentes, laser bas seuil, ...). Pour cela, l'utilisation de matériaux à hautes permittivités sont nécessaires pour révéler ces phénomènes. Le choix s'est donc alors porté sur des matériaux semi-conducteurs comme le Silicium ou l'InP ou métalliques comme l'or ou l'argent. Dans le premier cas, on utilise les propriétés de ces nanoparticules pour avoir un confinement plus important de la lumière ou augmenter localement l'intensité lumineuse. La difficulté repose sur la génération de ces particules uniques. Néanmoins, il s'avère que la photonique classique reste essentielle dans l'étude de ces différents objets. En effet, les guides réalisent le lien entre ces structures et les fibres optiques utilisées en bout pour l'excitation. Une distribution particulière de guides permettent en effet d'inonder plusieurs structures sur une même puce ou de mettre en contact le champ optique d'un guide avec des nanoparticules bien définies sans utiliser un équipement optique lourd et encombrant.

Ce dernier m'intéresse plus particulièrement. Cette densification des interactions peut être un moyen simple d'associer mes compétences en photonique avec les phénomènes induits par les nanoparticules. L'étude de l'interaction guide nanoparticule est donc primordiale pour l'étude de ces dispositifs.

Le premier atout de ce type d'interaction est de pouvoir donner la possibilité de coupler une onde plane avec un mode guidé et inversement. En effet un mode guidé existe si son indice effectif est supérieur à l'indice de réfraction du substrat et du superstrat ce qui induit un champ évanescent dans ces deux dernières couches. Ceci interdit alors le couplage d'un mode rayonné avec un mode guidé. Il faut alors utiliser des convertisseurs pour transformer cette onde plane en un champ évanescent pouvant se coupler avec le mode guidé. Ceci est possible avec par exemple un prisme ou un réseau nécessitant une certaine longueur d'interaction. L'utilisation de nanoparticules métalliques peut maintenant permettre de faire cette conversion. Des structurations mêmes plus complexes peuvent être considérées comme des nanoantennes capables de faire rayonner la lumière dans des directions particulières. Cette propriété donne alors la possibilité de sonder d'une manière ponctuelle ou distribuée la lumière confinée dans un guide en convertissant le champ proche en champ lointain sans utiliser des équipements plus encombrants comme par exemple un SNOM (Scanning Near-field Optical Microscopy).

L'utilisation de ces particules métalliques permet d'atteindre des propriétés plasmoniques propres aux métaux. Cet objet peut être assimilé à une cavité résonante. Sous certaines conditions, il est en effet possible d'avoir un mode résonant dans cette cavité qui peut augmenter sensiblement l'intensité du champ à la surface du métal. On peut alors utiliser cette propriété pour confiner fortement la lumière dans une fente [135], modifier fortement le rayonnement d'une nanoantenne induisant de fortes propriétés chromatiques [136] ou de réaliser des antennes [137, 138].

Un deuxième atout est alors de mettre en interaction ces particules avec d'autres matériaux interagissant faiblement avec le champ évanescent d'un mode guidé. En effet, on peut utiliser la forte exaltation du champ sur la surface de ces nano-objets excités préalablement par un mode guidé pour augmenter l'interaction avec ces autres matériaux pour obtenir des nanostructures plasmoniques hybrides. Les applications alors visées tournent autour de la spectroscopie de surface comme la diffusion Raman (SERS : Surface-enhanced Raman Spectroscopy, TERS : Tip Enhanced Raman Spectroscopy, ...), l'absorption infrarouge, fluorescence .... Parmi ceux-ci, le SERS est une technique de caractérisation fine, rapide et sans marquage des biomolécules qui a toute sa place dans les biocapteurs intégrés. Dans l'optique de l'utilisation fiable et reproductible de cette technique de détection, des substrats sensibles, porteurs de nanostructures plasmoniques hybrides, doivent être conçus et développés. L'élaboration contrôlée de ces nanostructures plasmoniques jusqu'à leurs applications est en soi un challenge qui fait l'objet d'une concurrence très forte à l'échelle internationale comme le démontre le nombre important de conférences internationales.

Dans ce cas, on obtient directement la signature Raman de la biomolécule sous forme de raies caractéristiques, alors que les autres techniques ne fournissent qu'une évidence indirecte de l'immobilisation des biomolécules. Dans des conditions optimisées, l'acquisition des spectres est relativement simple (laser + spectromètre micro-Raman) et rapide (quelques minutes). Un autre atout important de la méthode repose sur sa sensibilité extrême, puisqu'il a été démontré qu'elle peut aller jusqu'à la détection de la molécule unique [139]. L'effet SERS repose sur l'action de nanoparticules (NPs) métalliques (généralement argent ou or) fixées sur un support solide ou diluées dans un milieu environnant et possédant des caractéristiques dimensionnelles, morphologiques et physico-structurales parfaitement bien définies. Sous irradiation laser, à une longueur d'onde fixée en fonction de la nature des NPs, ces dernières sont capables d'exalter par plusieurs ordres de grandeur le signal Raman provenant de molécules proches (une dizaine de nm), ce qui permet de caractériser des molécules de faible section efficace Raman non détectables par spectroscopie Raman classique (par exemple l'ADN). Si l'origine exacte de cette exaltation n'est pas encore complètement élucidée, il est admis qu'elle résulte principalement de la création d'un champ électromagnétique local puissant aux abords des NPs métalliques. En d'autres termes, un phénomène de résonance du champ optique avec les plasmons de surface de ces NPs (on parle alors de point chauds) permet de considérer ces dernières comme des nano-antennes agissant sur la transmission et l'amplification de la diffusion Raman.

Ces effets peuvent être augmentés en couplant des nanoparticules entre elles pour créer des résonances plus importantes. L'enjeu est alors d'être capable d'organiser ces structures sur un substrat. Une solution peut-être par exemple un arrangement périodique bidimensionnelle pour augmenter le couplage d'une onde lente avec les particules. Ce phénomène est à comparer avec celui utilisé aussi dans le domaine du photovoltaïque. Au lieu d'utiliser des particules métalliques, on peut utiliser des nanofils arrangés d'une manière périodique. L'ajout d'une jonction à l'intérieur des fils permet alors de remonter à un courant. Le substrat peut alors être transparent et fin. Ce système permet alors de confectionner des cellules avec beaucoup moins de matière en augmentant leur efficacité d'absorption.

Tous ces systèmes peuvent être réalisés de différentes manières. Mais il me semble que le processus de nanoimpression est très bien adapté. Ces dernières années de grandes évolutions ont permis de faire de la nanoimpression sur différents types de substrats. Il est aussi maintenant possible d'aligner le moule maître au dessus de structures micrométriques réalisées auparavant. On pourrait alors développer ces nanoparticules sur des guides photoniques par exemple.

Comme nous l'avons déjà vu dans le deuxième chapitre, j'ai étudié l'interaction d'un mode guidé avec un plot métallique ou diélectrique pour sous-échantillonner un interférogramme de Fourier obtenu le long d'un guide. L'écartement entre les plots est suffisant pour considérer chaque plot comme des nanoantennes indépendantes. Cette première étude a permis de montrer la faisabilité de ce concept en utilisant un simple plot dont les dimensions ont été au préalable définies par des contraintes technologiques et des critères sur l'échantillonnage. En effet, la quantité rayonnée et le diagramme de ces plots sont très dépendants de leur forme et notamment en polarisation TM. On peut envisager de contrôler ce taux en contrôlant par exemple la taille de ces plots. On peut montrer sur la figure 6.16, l'influence d'un changement de la longueur du plot sur ce taux. Il y a seulement un changement d'amplitude dans le cas de la polarisation TE. En revanche en TM, on remarque un décalage dans l'infra-rouge de la résonance plasmonique caractéristique du métal d'or. Cette modification est encore plus importante sur les diagrammes de rayonnement. Je présente des calculs obtenus à la longueur d'onde de 800 nm située après la longueur d'onde de résonance plasmonique de l'or. Sur la figure 6.17, on remarque de nouveau que le rayonnement en TE est peu sensible à la variation de la longueur du plot. Ce qui n'est toujours pas le cas en TM où le rayonnement peut être caractérisé par deux lobes ou un lobe suivant la longueur du plot. La variation de la longueur du plot est un exemple. On peut jouer sur de nombreux paramètres pour obtenir des variations significatives.

En connaissant l'interaction du guide avec un unique plot, on peut maintenant envisager des structures plus complexes en mettant en interaction plusieurs plots pour améliorer la directivité du signal rayonné. En effet, cette directivité est importante. Il est important d'illuminer seulement le pixel positionné au-dessus du plot pour éviter des problèmes de crosstalk qui peuvent rendre alors plus complexes les procédures utilisées pour traiter le signal. Des structures à trois plots ou cinq plots ont été étudiées et permettent une amélioration nette de la directivité. Leur désavantage est en revanche une diminution de la bande spectrale du signal où cette amélioration est obtenue.

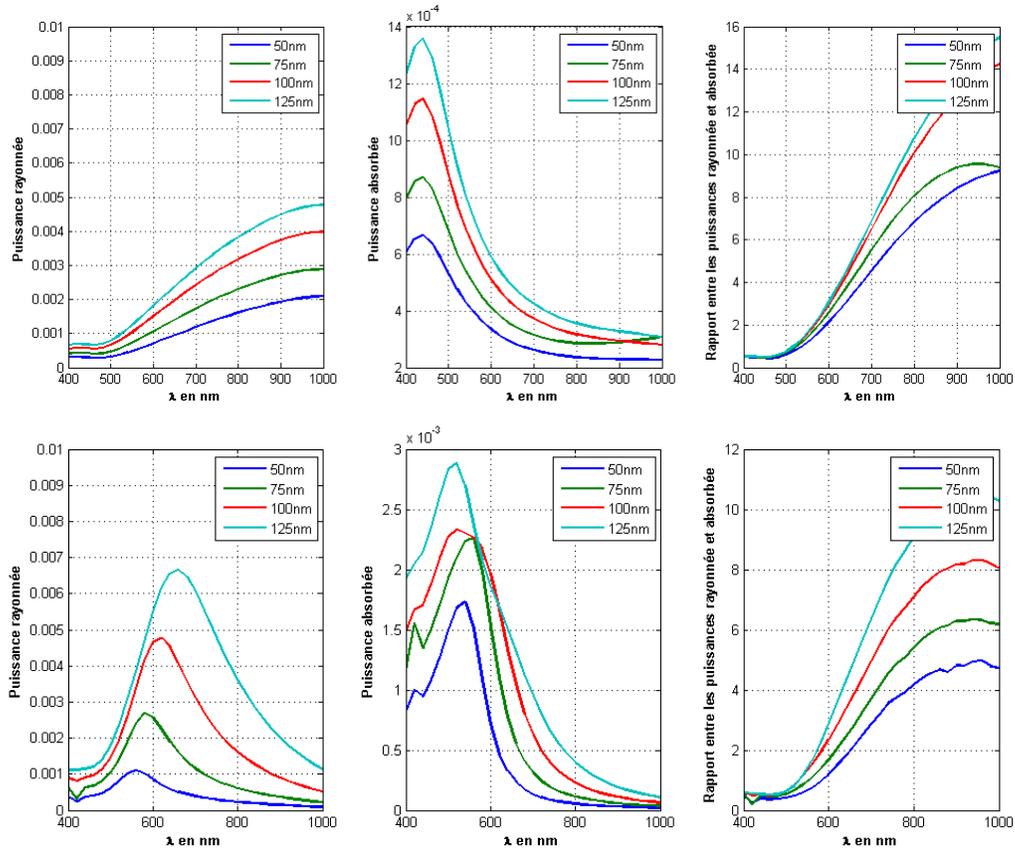


FIGURE 6.16 – a) évolution des puissances rayonnée et absorbée normalisées en TE en fonction de la longueur du plot. Son épaisseur est de 50 nm situé sur le guide avec un superstrat d'air. b) évolution des puissances rayonnée et absorbée normalisées en TM en fonction de la longueur du plot. Son épaisseur est de 50 nm situé sur le guide avec un superstrat d'air.

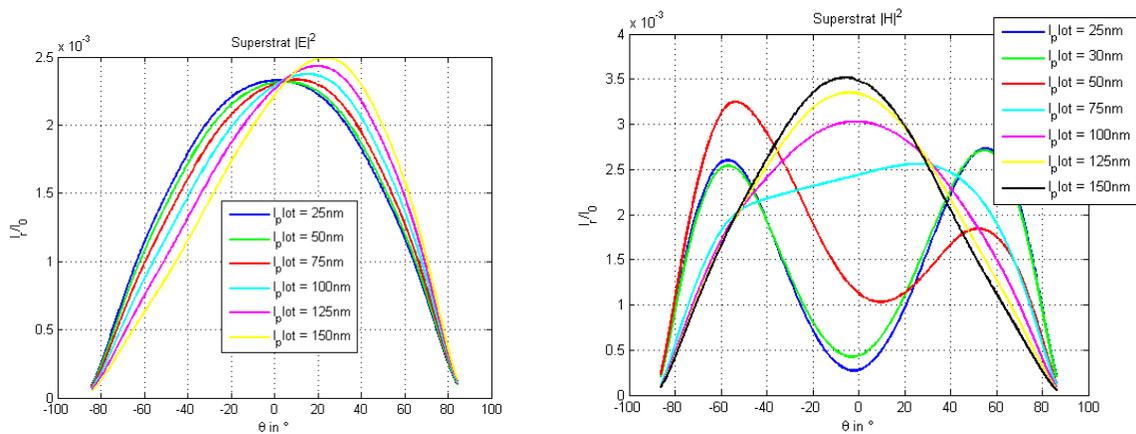


FIGURE 6.17 – a) évolution des diagrammes de rayonnement en TE et en TM à la longueur d'onde de 800 nm. Son épaisseur est de 50 nm situé sur le guide avec un superstrat d'air.

Les premières études du SWIFTS permettent de caractériser en même temps le rayonnement d'une multitude de plots placés le long d'un guide. Des résultats montrent que l'évolution de ce rayonnement induit par une onde propagative pourrait permettre de remonter à l'efficacité de rayonnement d'un plot unique. Une mesure à grande échelle plus adaptée à des systèmes de mesure classique pourrait permettre de remonter à une information d'un objet nanométrique. Cette mesure plus facile d'utilisation pourrait donner des informations sur la capacité de rayonnement du nano-objet quelconque en comparant les modélisations AFMM 2D ou 3D avec les mesures du SWIFTS.

Enfin, pour l'instant j'ai seulement effectué des modélisations en 2D. L'utilisation de lignes métalliques transverses au guide respecte encore assez bien la séparation de variables pour rendre efficace les simulations en 2D. Pour étudier des nano-objets ayant des dimensions nanométriques dans les trois dimensions, un outil numérique 3D est nécessaire. Dans ce cas, l'AFMM 3D peut être une solution. Néanmoins dans ce cas, le nombre d'harmoniques nécessaires nécessitera une capacité en mémoire vive importante.

# Chapitre 7

## Conclusion

J'ai montré dans ce document tout l'intérêt de développer des outils semi-analytiques ou numériques pour modéliser des composants photoniques. Dès lors que cela est possible, le développement de méthode de perturbation peut être déjà très intéressant pour simuler le comportement de résonateurs cylindriques couplés à un guide ou associés à un réseau. Le rayonnement de ces structures ouvertes les rend difficilement normalisables. J'ai souligné cette propriété qui doit être prise en compte dans nos calculs. Au cours de mes recherches, j'ai pu comparer les simulations avec des mesures expérimentales. En effet, au cours des différents projets, j'ai pu caractériser différents composants photoniques en SOI. Ces modélisations se sont avérées importantes pour comprendre le comportement de ces structures et concevoir les masques nécessaires à leur réalisation.

Dans d'autres cas, des outils numériques plus puissants comme l'AFMM se sont avérés nécessaires pour étudier des structures bidirectionnelles et diffractives. Son application directe sur la modélisation d'un spectromètre intégré SWIFTS a permis de mettre en avant des phénomènes de diffraction intéressants et de valider notre propre code de calcul. Une grande originalité de ce travail a été de développer cette méthode dans une base cylindrique pour être ensuite capable de simuler des structures constituées ou non de courbures. Ces simulations ont de nouveau été utilisées pour concevoir et réaliser un spectromètre intégré original utilisant une boucle optique couplée à un guide plan où le calcul précis à la fois de la phase et de l'amplitude du champ était primordial. Le LLIFTS est réalisé en une seule étape lithographique et peut devenir une brique de base pour de nombreuses applications où l'obtention d'un interférogramme de Fourier peut être utile.

Cette avancée a permis de commencer à développer un outil 3D utilisant les mêmes propriétés. Pour l'instant, son utilisation en tant que solveur de mode a été validée. Cette méthode nous permet alors de déterminer les modes résonants dans n'importe quelle structure cylindrique telle que les microtores, les sphères ou les microdisques. Des calculs sont en cours pour étudier d'une manière plus précise les potentialités de cette méthode notamment sur les coefficients de qualité que l'on peut calculer. Pour l'instant, nous avons accès à une machine avec une mémoire vive de 14 Go. En poussant le nombre d'harmoniques à  $81 \times 81$ , il est possible désormais d'atteindre des coefficients de qualité de l'ordre de  $10^6$ . Comme les modes d'une sphère ont une solution analytique, une comparaison est en cours pour vérifier le calcul de ces coefficients de qualité.

Ces outils sont désormais les briques de base pour mes recherches actuelles et à venir. Elles permettent maintenant l'étude du rayonnement de nanoantennes situées sur des guides. Et l'association d'une technologie d'optique guidée avec la nanotechnologie des antennes est en effet très prometteuse pour avoir accès à de nombreux couplages optiques. On peut mettre en avant trois configurations : la première est la configuration où la nanoantenne est placée simplement sur un guide. Ce dernier servira à la fois à injecter un signal de pompe et à récupérer la réponse de la nanoantenne. Dans ce cas, l'intérêt de cette configuration est de permettre de contrôler la zone à sonder et d'améliorer le couplage entre le mode guidé et les propriétés résonantes de l'antenne. La deuxième configuration peut permettre de contrôler l'incidence de la pompe via le guide mais d'utiliser ensuite les propriétés de rayonnement de l'antenne pour diriger la réponse de l'objet vers un système de détection extérieur. La troisième configuration est identique à la précédente mais en inversant le sens des signaux optiques. La pompe viendrait de l'exté-

rieur et la réponse de la nanoantenne serait optimisée pour se coupler efficacement avec le mode du guide. Ces configurations peuvent ensuite être utilisées sur de nombreuses applications telles que le couplage optique de signaux via les nanoantennes, rediriger des signaux du guide vers des détecteurs, hybrider des particules nanométriques localement sur les nanoantennes pour mieux les analyser ... Dans ce document, j'ai montré des premiers résultats avec des antennes (ligne transversale à un guide) pour une application spectrométrique SWIFTS. Ces études sont désormais plus poussées en étudiant de nombreux paramètres : leur taille, leur nature, l'association d'antennes, la structuration de surface ... Ceci nous conduit aussi à essayer d'appliquer ces méthodes pour étudier des résonateurs plasmoniques pour des applications biologiques ou l'étude de nanofils pour des applications photovoltaïques. La boucle LLIFTS utilisée auparavant comme spectromètre est aussi maintenant utilisée pour des applications métrologiques du type OCT. Pour valider ces calculs, il est important de pouvoir réaliser ces structures. Pour réaliser le SWIFTS, le développement de la nanoimpression va permettre de réaliser des nanoantennes sur une grande surface permettant l'interaction de guides optiques en verre avec ces objets. Il me semble très intéressant désormais de continuer à développer cette technologie sur des composants photoniques en optique intégrée sur verre. En effet, elle donne la possibilité de structurer la surface de la puce en déposant des nanostructures sur le verre ou en le gravant. Ceci permet d'accéder aux applications précédentes mais nous donne aussi la possibilité de réaliser des structures à réseaux complexes pour un grand nombre d'applications (laser, source, filtre, capteur ...). Et les outils développés seront toujours aussi essentiels pour définir ces nouvelles structures. Cette méthode ne nécessite qu'une étape d'Ebeam pour réaliser le moule maître. Ce moule peut ensuite être utilisé un certain nombre de fois pour inscrire la structure à réaliser dans un premier temps dans une résine avant une étape de gravure ou de dépôt. L'association de cette technique avec le verre est un excellent challenge pour ouvrir le champ des applications dans le domaine de la photonique.

# Bibliographie

- [1] J. Heck, R. Jones and M. Paniccia, "*CMOS-compatible fabrication, micromachining, and bonding strategies for silicon photonics*", Active Optical device Fabrication Proc. of SPIE **7927** (2011).
- [2] J. Heck, H-W. Chen, A.W. Fang, B.R. Koch, D. Liang, H. Park ; M. N. Sysak, J. E. Bowers, "*Hybrid Silicon Photonics for Optical Interconnects*", Select. Top. in Quant. Elect. **17**, 333-346 (2011).
- [3] L. D. Paulson, "*IBM Project Proposes Using Light to Make Chips Faster*", Computer **44**, 14-17 (2011)
- [4] H. Takesue, K. Harada, H. Fukuda, T. Tsuchizawa, T. Watanabe, K. Yamada, Y. Tokura, and S. Itabashi, "*Silicon Photonics in Quantum Communications*", in Conf. on Lasers and Electro-Optics/Int. Quant. Elect. Conf., OSA Technical Digest paper CMAA1 (2009).
- [5] W. Bogaerts, S. Selvaraja, P. Dumon, J. Brouckaert, K. De Vos, D. Van Thourhout, and R. Baets, "*Silicon-on- Insulator Spectral Filters Fabricated with CMOS Technology*", J. Sel. Top. Quantum Electron. **16**, 33-44 (2010).
- [6] J. M. Fedeli, L. Di Cioccio, D. Marris-Morini, L. Vivien, R. Orobtcchouk, P. Rojo-Romeo, C. Seassal, and F. Mandorlo, "*Development of Silicon Photonics Devices Using Microelectronic Tools for the Integration on Top of a CMOS Wafer*", Adv. Opt. Technol., 412518 (2008).
- [7] B. Ben Bakir, A. V. de Gyves, R. Orobtcchouk, P. Lyan, C. Porzier, A. Roman, and J.-M. Fedeli, "*Low loss (<1dB) and Polarization-Insensitive Edge Fiber Couplers fabricated on 200 mm Silicon-on-Insulator wafers*", IEEE Photon. Technol. Lett. **22**, 739-741 (2010).
- [8] F. Mandorlo, P. Rojo Romeo, J.-M. Fedeli, H. Sohrab, R. Orobtcchouk, "*Mode Density Reduction and Coupling in Microdisk LASERs Processed on a 200-mm CMOS Pilot Line*", IEEE Phot. Tech. Lett., **23**, 1183-1185 (2011).
- [9] B . Ben Bakir, A. Descos, N. Olivier, D. Bordel, P. Grosse, E. Augendre, L. Fulbert and J. M. Fedeli, "*Electrically driven hybrid Si/III-V Fabry-Pérot lasers based on adiabatic mode transformers*", Opt. Exp. **19**, 10317-10325 (2011).
- [10] L. Chen, L. Buhl, C. R. Doerr et al, "*Compact Integrated Polarization-Insensitive Two-Channel Receiver on Silicon*", IEEE Phot. Tech. Lett. **23**, 1073-1075 (2011).
- [11] L. Vivien, M. Rouvière, J.-M. Fédéli, D. Marris-Morini, J.-F. Damlencourt, J. Mangeney, P. Crozat, L. El Melhaoui, E. Cassan, X. Le Roux, D. Pascal, and S. Laval, "*High speed and high responsivity germanium photodetector integrated in a Silicon-On-Insulator microwaveguide*", Opt. Exp. **15**, 9843-9848 (2007).
- [12] S. Liao, N-N. Feng, D. Feng, P. Dong, R. Shafiiha, C-C. Kung, H. Liang, W. Qian, Y. Liu, J. Fong, J. E. Cunningham, Y. Luo and M. Asghari, "*36 GHz submicron silicon waveguide germanium photodetector*", Opt. Exp. **19**, 10967-10972 (2011).
- [13] D. Feng, N-N. Feng, C-C. Kung, H. Liang, W. Qian, J. Fong, B. J. Luff, and M. Asghari, "*Compact single-chip VMUX/DEMUX on the silicon-on-insulator platform*", Opt. Exp. **19**, 6125-6130 (2011).
- [14] S. Park, K-J. Kim, I-G. Kim, and G. Kim, "*Si micro-ring MUX/DeMUX WDM filters*", Opt. Exp. **19**, 13531-13539 (2011).
- [15] V.B.Braginsky, S.E. Strigin, and S. P. Vyatchanin, "*Parametric oscillatory instability in Fabry-Perot interferometer*", Phys. Lett. A **287**, 331-333 (2001).
- [16] H. G. Craighead, "*Nanoelectromechanical systems*", Science **290**, 1532-1535 (2000).
- [17] F.Y. Gardes, D.J. Thomson, N.G. Emerson and G.T. Reed, "*40 Gb/s silicon photonics modulator for TE and TM polarisations*", Opt. Exp. **19**, 11804-11814 (2011).

- [18] G. Xu, B. Schmidt, S. Pradhan and M. Lipson, "*Micrometre-scale silicon electro-optic modulator*", Nature **435**, 325-327 (2005).
- [19] J.M. Gérard, B. Sermage, B. Gayral, B. Legrand, E. Costard, and V. Thierry-Mieg, "*Enhanced spontaneous emission by quantum-boxes in a monolithic optical microcavity*", Phys. Rev. Lett. **81**, 1110-1113 (1998).
- [20] T. Yoshie, A. Scherer, J. Hendrickson, G. Khitrova, H. M. Gibbs, G. Rupper, C. Ell, O. B. Shchekin, and D. G. Deppe, "*Vacuum rabi splitting with a single quantum dot in a photonic crystal nanocavity*", Nature **432**, 200-203 (2004).
- [21] J. P. Reithmaier, G. Sek, A. Löffler, C. Hofmann, S. Kuhn, S. Reitzenstein, L. V. Keldysh, V. D. Kulakovski, T. L. Reinecke, and A. Forchel, "*Strong coupling in a single quantum dot-semiconductor microcavity system*", Nature **432**, 197-200 (2004).
- [22] E. Peter, P. Senellart, D. Martrou, A. Lemaître, J. Hours, J. M. Gérard, and J. Bloch, "*Exciton-photon strong-coupling regime for a single quantum dot embedded in a microcavity*", Phys. Rev. Lett. **95** 067401 (2005).
- [23] J. Claudon, J. Bleuse, N. S. Malik, M. Bazin, P. Jaffrennou, N. Gregersen, C. Sauvan, P. Lalanne and J-M. Gérard, "*A highly efficient single-photon source based on a quantum dot in a photonic nanowire*", Nat. Phot. **4**, 174-177 (2010).
- [24] B. Gayral, "*Controlling spontaneous emission dynamics in semiconductor microcavities : an experimental approach*", Ann. Phys. Fr. **2** (2001).
- [25] A. N. Cleland and M. L. Roukes, "A nanometer-scale mechanical electrometer", Nature **392**, 160-162 (1998).
- [26] H. Rokhsari, T. J. Kippenberg, T. Carmon, and K. J. Vahala, "Theoretical and Experimental Study of Radiation Pressure-Induced Mechanical Oscillations", IEEE J. of sel. Top. in Q. elec. **12** (2006).
- [27] O. Arcizet, P.F. Cohadon, T. Briant, M. Pinard, A. Heidmann, "Radiation pressure cooling and instability of a micromirror in a detuned high-finesse optical cavity", Nature **444** (2006).
- [28] J. Zhu, S. K. Ozdemir, Y-F. Xiao, L. Li, L. He, D-R. Chen and L. Yang, "On-chip single nanoparticle detection and sizing by mode splitting in a ultrahigh-Q microresonator", Nat. Phot. **4**, (2010).
- [29] K. J Vahala, "*Optical microcavities*", Nature **24**, 839-846 (2003).
- [30] P. Velha, E. Picard, T. Charvolin, E. Hadji, J. C. Rodier, P. Lalanne and D. Peyrade, "*Ultra-High Q/V Fabry-Perot microcavity on SOI substrate*", Opt. Exp. **15**, 16090-16096 (2007).
- [31] H-G. Park, S-H. Kim, S-H. Kwon, Y-G. Ju, J-K. Yang, J-H. Baek, S-B. Kim and Y-H. Lee, "*Electrically driven single-cell Photonic crystal laser*", Science **305**, 1444-1447 (2004).
- [32] S. Noda, K. Tomoda, N. Yamamoto and A. Chutinan, "*Full three-dimensional photonic bandgap crystals at near-infrared wavelengths*", Science **289**, 604-606 (2000).
- [33] B-S. Song, S. Noda, T. Asano and Y. Akahane, "*Ultra-High-Q photonic double-heterostructure nanocavity*", Nat. Mat. **4**, 207-210 (2005).
- [34] M. Qi, E. Lidorikis, P. T. Rakich and S. G. Johnson, J. D. Joannopoulos, E. P. Ippen and H. I. Smith, "*A three-dimensional optical photonics crystal with designed point defects*", Nature **429** 538-542 (2004).
- [35] P. Saguet, "*The 3D transmission-line matrix method : Theory and comparison of the processes*", Int. J. of Num. Mod. : Elect. Net., Dev. and Fields **2** 191-201 (1989).
- [36] O. Jacquin, A. Morand, P. Benech, "*Modeling and simulation of guidewave photonic band gap structures*", Proc. of SPIE : Terahertz and Gigahertz Electronics and Photonics II à San José **4111** 37-46 (2000).
- [37] Y. Désières, T. Benyattou, R. Orobtcouk, A. Morand, P. Benech, C. Grillet, C. Seassal, X. Letartre, P. Rojo-Romeo, P. Viktorovitch, "*Propagation losses of the fundamental mode in a single line-defect photonic crystal waveguide on an InP membrane*", J. of Appl. Phys. **92** 2227-2234 (2002).
- [38] A. Morand, C. Robinson, Y. Désières, T. Benyattou, P. Benech, O. Jacquin, M. Le Vassor d'Yerville, "*3D Numerical modeling of propagation losses of a single line-defect photonic crystal*", Opt. Com. **221** 353-357 (2003).
- [39] D. Peyrade, E. Silberstein, Ph. Lalanne, A. Talneau, and Y. Chen, "*Short Bragg mirrors with adiabatic modal conversion*", Appl. Phys. Lett. **81**, 829 (2002).

- [40] C. Sauvan, G. Lecamp, P. Lalanne, and J. Hugonin, "*Modal-reflectivity enhancement by geometry tuning in Photonic Crystal microcavities*", Opt. Express **13**, 245-255 (2005).
- [41] C. Sauvan, P. Lalanne and J.P. Hugonin, "*Tuning holes in Photonic Crystal nanocavities*", Nature **429** **1** (2004).
- [42] J. P. Hugonin, P. Lalanne, I. Del. Villar and I. R. Matias, "*Fourier modal methods for modeling optical dielectric waveguides*", Opt. and Quant. Elect. **37**, 107-119 (2005).
- [43] P. Lalanne, J.P. Hugonin and J.M. Gérard, "*Electromagnetic study of the Q of pillar microcavities in the small limit diameter*", Appl. Phys. Lett. **84**, 4726-4728 (2004).
- [44] P. Lalanne and J-P. Hugonin, "*Interaction between optical nano-objets at metallo-dielectric interfaces*", Nature **2**, 551-556 (2006).
- [45] H. Liu and P. Lalanne, "*Microscopic theory of the extraordinary optical transmission*", Nature **452**, 728-731 (2008).
- [46] E. Silberstein, P. Lalanne, J. Hugonin and Q. Cao, "*Use of grating theories in integrated optics*", J. Opt. Soc. Am. A **18**, 2865-2875 (2001).
- [47] K. Knop, "*Rigorous diffraction theory for transmission phase gratings with deep rectangular grooves*", J. Opt. Soc. Am. A **68**, 1206-1210 (1978).
- [48] M. Nevière and E. Popov, "*Light propagation in periodic media; differential theory and design*", Marcel Dekker, New York, Basel and Hong Kong (2003).
- [49] M. G. Moharam and T. K. Gaylord, "*Rigorous coupled-wave analysis of planar-grating diffraction*", J. Opt. Soc. Am. **71**, 811-818 (1981).
- [50] P. Lalanne and M. Morris, "*Highly improved convergence of the coupled-wave method for TM polarization*", J. Opt. Soc. Am. A **13**, 779-784 (1996).
- [51] G. Granet and B. Guizal, "*Efficient implementation of the coupled-wave method for metallic lamellar gratings in TM polarization*", J. Opt. Soc. Am. A **13**, 1019-1023, (1996).
- [52] L. Li, "*Use of Fourier series in the analysis of discontinuous periodic structures*", J. Opt. Soc. Am. A **13**, 1870-1876 (1996).
- [53] J.P Bérenger, "*A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves*", J. Computational. Physics **114**, 114-185 (1994).
- [54] J.P. Hugonin and P. Lalanne, "*Perfectly matched layers as nonlinear coordinate transforms : a generalized formalization*", J. Opt. Soc. Am. A **22**, 1844-1849 (2005).
- [55] S. F. Helfert and R. Pregla, "*Efficient analysis of periodic structures*", J. Light. Tech. **16**, 1694-1702 (1998).
- [56] R. Pregla and W. Pasher, "*The method of lines*", Numerical Techniques for Microwave and Millimeter Wave Passive Structure, T. Itoh, ed. (Wiley, New York, 1989), 381-446 (1989).
- [57] O. Manzardo, H.P. Herzig, C.R. Marxer and N.F. de Rooij, "*Miniaturized time-scanning Fourier transform spectrometer based on silicon technology*", Opt. Lett. **24**, 1705-1707 (1999).
- [58] <http://www.arcoptix.com/arcspectro-nir.htm>
- [59] Pavel Cheben, Ian Powell, Siegfried Janz and Dan-Xia Xu, "*Wavelength-dispersive device based on Fourier-transform Michelson-type arrayed waveguide grating*", Opt. Lett. **30**, 1824-1826 (2005).
- [60] S. Rommeluere, "*Microspectrometer on a chip (MICROSPOC) : first demonstration on a 320x240 LWIR HgCdTe focal plane array*", Proc. of SPIE : Infrared Technology and Applications XXX **5406**, 170-177 (2004).
- [61] R. F. Wolffenbuttel, "*MEMS-based optical mini- and microspectrometers for the visible and infrared spectral range*", J. Micromech. Microeng. **15**, S145-152 (2005).
- [62] S. Y. Lin, V. M. Hietala, L. Wang, and E. D. Jones, "*Highly dispersive photonic band-gap prism*", Opt. Lett. **21**, 1771-1773 (1996)
- [63] A. Lupu, E. Cassan, S. Laval, L. El Melhaoui, P. Lyan, and J. Fedeli, "*Experimental evidence for superprism phenomena in SOI photonic crystals*", Opt. Exp. **12**, 5690-5696 (2004).
- [64] M.K. Smit, "*New focusing and dispersive component based on an optical phased-array*", Electron. Lett. **24**, 385-386 (1988).

- [65] K. Chaganti, I. Salakhutdinov, I. Avrutsky, G. W. Auner, "A simple miniature optical spectrometer with a planar waveguide grating coupler in combination with a plano-convex lens", *Opt. Exp.* **14**, 4064-4072 (2006).
- [66] S. Grabarnik, R. Wolffenbuttel, A. Emadi, M. Loktev, E. Sokolova and G. Vdovin, "Planar double-grating Microspectrometer", *Opt. Exp.* **15**, 3581-3588 (2007).
- [67] www.oceanoptics.com
- [68] G. Lippmann, "La photographie des couleurs", *CRAS (Paris)* **112**, 274-275 (1891).
- [69] G. Lippmann, "Sur la théorie de la photographie des couleurs simples et composées, par la méthode interférentielle", *CRAS (Paris)* **118**, 92-102 (1894).
- [70] L. G. Schulz and F. R. Tangherlini, "Optical Constants of Silver, Gold, Copper, and Aluminium. II. The Index of Refraction  $n$ ", *J. Opt. Soc. Am. A* **44**, 362-368 (1954).
- [71] L. G. Schulz and F. R. Tangherlini, "Optical Constants of Silver, Gold, Copper, and Aluminium. I. The Absorption Coefficient  $k$ ", *J. Opt. Soc. Am. A* **44**, 357-362 (1954).
- [72] P. B. Johnson and R. W. Christy, "Optical constants of transition metals: Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni and Pd", *Phys. Rev. B* **9**, 5056-5070 (1974).
- [73] E. Le Coarer, "La Spectroscopie en Astronomie : une pratique qui toucherait à sa fin ?", Université Joseph Fourier Grenoble I (2005).
- [74] A. Morand, G. Custillon, P. Benech, E. Lecoarer, G. Leblond, S. Blaize, "Compact spectrometer modelling based on wavelength stationary wave Fourier transform in integrated optic", *Proc. of SPIE : Silicon Photonics and Photonic Integrated Circuits à Strasbourg* **6996** (2008).
- [75] E. Lecoarer, S. Blaize, P. Benech, I. Stefanon, A. Morand, G. Lerondel, G. Leblond, P. Kern, J-M. Fédéli et P. Royer, "Stationary Waves Integrated Fourier Transform Spectrometry (SWIFTS) : towards an ultimate wavelength scale spectrometer", *Nature Photonics* **1**, 473-478 (2007).
- [76] J. Ferrand, G. Custillon, S. Kochtcheev, S. Blaize, A. Morand, G. Leblond, P. Benech, P. Royer, P. Y. Kern and E. Lecoarer, "A SWIFTS operating visible and near-infrared", *Proc. of SPIE : Astronomical Instrumentation à Marseille* **7010** (2008).
- [77] J. Ferrand, G. Custillon, P. Benech, A. Morand and E. Lecoarer, "Calibration and data reduction of a Stationary Waves Integrated Fourier Transform Spectrometer (SWIFTS)", OSA/DH/FTS/HISE/NTM/OTA Vancouver, Canada, (2009).
- [78] E. Popov, M. Nevière, B. Gralak and G. Tayeb, "Staircase approximation validity for arbitrary-shaped gratings", *J. Opt. Soc. Am. A* **19**, 33-42 (2002).
- [79] HP. Herzig, T. Scharf, O. Manzardo, "Microspectrometer : From Ideas to Product" *IEEE/LEOS International Conference On Optical MEMS And Nanophotonics*, 58-59 (2008).
- [80] D. Komisarek, K. Reichard, D. Merdes, D. Lysak, P. Lam, S. Wu, and S. Yin, "High-performance non-scanning Fourier-transform spectrometer that uses a Wollaston prism array" *Appl. Opt.* **43**, 3983-3988 (2004).
- [81] B. Martin, A. Morand, P. Benech, G. Grosa, P. Kern, E. Le Coarer, "Realization of the Compact Static Fourier Transform Spectrometer LLIFTS in glass integrated optics" *Opt. Lett.* **34**, 2291-2293 (2009).
- [82] G. B. Hocker and W. K. Burns, "Mode dispersion in diffused channel waveguides by the effective index method", *Appl. Opt.* **16**, 113-118 (1977).
- [83] B. Martin, A. Morand, P. Benech, G. Leblond, S. Blaize, G. Lerondel, P. Royer, P. Kern, E. Le Coarer, "Design of a new compact Static Fourier Transform Spectrometer in integrated optics based on a leaky loop structure" *Opt. Lett.* **34**, 184-186 (2009).
- [84] M. Born, E. Wolf and A.B. Bhatia, "Principles of Optics", Cambridge University Press (1999).
- [85] D. Bucci, J. Grelin, E. Ghibaudo and J-E. Broquin, "Realization of a 980-nm/1550-nm pump-signal (de)multiplexer made by ion-exchange on glass using a segmented asymmetric Y-junction", *IEEE Photon. Tech. Lett.* **19**, 698-700 (2007).
- [86] W. Bogaerts, D. Taillaert, B. Luyssaert, P. Dumon, J. Van Campenhout, P. Bienstman, D. Van Thourbout, R. Baets, V. Wiaux and S. Beckx, "Basic structures for photonic integrated circuits in silicon-on-insulator", *Opt. Exp.* **12**, 1583-1591 (2004).

- [87] B. E. Little, S. T. Chu, H. A. Haus, J. Foresi and J-P. Laine, "*Microring resonator channel dropping filters*", J. Light. Tech. **15**, 998-1005 (1997).
- [88] J. Niehusmann, A. Vorckel, and P. Aring Bolivar, "*Ultra-high-quality-factor silicon-on-insulator microring resonator*", Opt. Lett. **29**, 2861-2863 (2004).
- [89] P. P. Absil, J. V. Hryniewicz, B. E. Little, R. A. Wilson, L. G. Joneckis and P. T. Ho, "*Compact microring notch filters*", IEEE Phot. Tech. Lett. **12**, 398-400 (2000).
- [90] Q. Xu, B. Schmidt, S. Pradhan, and M. Lipson, "*Micrometre-scale silicon electro-optic modulator*", Nature **435**, 325-327 (2005).
- [91] Q. Xu, V. R. Almeida and M. Lipson, "*Demonstration of high Raman gain in a submicrometer size silicon on insulator waveguide*", Opt. Lett. **30**, 35-37 (2005).
- [92] M. Abramowitz, I. Stegun, "*Bessel Functions J and Y*", §9.1 in Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables, 9th printing. New York : Dover, 358-364, (1972).
- [93] D.R. Rowland and J.D. Love, "*Evanescent wave coupling of whispering gallery modes of a dielectric cylinder*", IEE proceedings-J-Optoelectronics **140**, 177-188 (1993).
- [94] A. W. Snyder and J. D. Love, "*Optical Waveguide Theory*", Kluwer Academic Publishers (1983).
- [95] B. E. Little, J-P. Laine, A. Hermann, A. Haus, "*Analytic theory of Coupling from tapered fibers and half-blocks into microsphere resonators*", OSA J. of Light. **17**, 704-707 (1999).
- [96] D. Marcuse, "*Theory of Dielectric optical waveguides*", Quantum Electronics principles and applications. Academic Press Inc., 2nd edition, (1991).
- [97] A. W. Snyder, "*A perturbation theory for dielectric and optical waveguides with application to the launching of surface modes*", Micr. Symp. MTT Inter., 243-248 (1969).
- [98] A. Morand, K. Phan Huy and P. Benech, "*Analytical Study of the Microdisk's Resonant Mode Coupling With a Waveguide Based on the Perturbation Theory*", J. of Light. Tech. **22**, 827-832 (2004).
- [99] A. Morand, K. Phan Huy, B. Martin, F. Bredillot, D. Amans and P. Benech, "*Compact add-and-drop and wavelength filter based on microdisk on SOI substrate*", Proc. SPIE Silicon Photonics in San Jose **6125** (2006)
- [100] B. E. Little, J. Laine and S. T. Chu, "*Surface-roughness-induced contradirectional coupling in ring and disk resonators*", Opt. Lett. **22**, 4-6 (1997).
- [101] A. Yariv, "*Universal relations for coupling of optical power between microresonators and dielectric waveguides*", Elect. Lett. **36**, 321-322 (2000).
- [102] M. Fujita and T. Baba, "*Proposal and finite-difference time domain simulation of whispering gallery mode microgear cavity*", J. of Q. Elect. **37**, 1253-1258 (2001).
- [103] M. Fujita and T. Baba, "*Microgear laser*", App. Phys. Lett. **80**, 2051-2053 (2001).
- [104] K. Phan Huy, A. Morand and P. Benech, "*Modelization of the whispering gallery mode in microgear resonators using the Floquet-Bloch formalism*", J. of Q. Elect. **41**, 357-365 (2005).
- [105] K. Phan Huy, A. Morand, D. Amans and P. Benech, "*Analytical study of the whispering gallery mode in 2-D microgear cavity using the Coupled Mode Theory*", J. of Opt. Soc. of Am. B **22**, 1793-1803 (2005).
- [106] JB. Jager, P. Noe, E. Picard et al, "*Fabrication and Characterization of Er-Doped Silicon-Rich Oxide Toroidal Microcavities on Chip*", Conf. Inf. : 11th Int. Conf. on Trans. Opt. Net. **1 and 2**, 942-944 (2009).
- [107] M. Cai, O. Painter, K. J. Vahala, "*Observation of critical coupling in a fiber taper to a silicamicrosphere whispering-gallery mode system*", Phys. Rev. Lett. **85**, 74-77 (2000).
- [108] K.S. Chiang, "*Dual Effective-index Method for the Analysis of Rectangular Waveguides*", Appl. Opt. **25** 2169-2174 (1986).
- [109] K. PHan Huy, A. Morand, D. Amans, and P. Benech, "*Analytical study of the whispering gallery mode in two-dimensional microgear cavity using coupled-mode theory*", J. Opt. Soc. Am. B **22**, 1793-1803 (2005).
- [110] P. Lalanne, J. P. Hugonin, and J. M. Gérard, "*Electromagnetic study of the quality factor of pillar microcavities in the small diameter limit*", Appl. Phys. Lett. **84**, 4726-4728 (2004).

- [111] L. Prkna, M. Hubálek, and J. Ctyroky, "*Field modeling of circular microresonators by film mode matching*", J. Sel. Top. Q. Elec. **11**, 217-223 (2005).
- [112] V. Labay and J. Bornemann, "*Matrix singular value decomposition for pole-free solutions of homogeneous matrix equations as applied to numerical modeling methods*", Micro. Guided Wave Lett. **2**, 49-51 (1992).
- [113] J. H. Mathews, "*Nelder-Mead search for a minimum*", Available online at <http://math.fullerton.edu/mathews/n2003/NelderMeadMod.html> (2004).
- [114] A. Taflov and S. Hagness, "*Computational Electrodynamics*", Boston : Artech House (2000).
- [115] A. F. Oskooi, D. Roundy, M. Ibanescu, P. Bermel, J. D. Joannopoulos, and S. G. Johnson, "*MEEP : A flexible free-software package for electromagnetic simulations by the FDTD method*", Computer Physics Communications **181**, 687-702 (2010).
- [116] D. Bucci, B. Martin and A. Morand, "*Study of propagation modes of bent waveguides and micro-ring resonators by means of the aperiodic Fourier modal method*", *Integrated Optics XIV* à San Francisco, Proceeding of SPIE Volume 7597, 2010.
- [117] M. Abramowitz and I. A. Stegun, "*Handbook of mathematical functions with formulas, graphs, and mathematical tables*", Dover Publications (1965).
- [118] K. R. Hiremath, M. Hammer, R. Stoffer, L. Prkna and J. Ctyroky, "*Analytic approach to dielectric optical bent slab waveguides*", Opt. and Quant. Elect. **37**, 37-61 (2005).
- [119] K. R. Hiremath, "*Coupled Mode Theory Based Modeling and Analysis of Circular Optical Microresonators* Ph.D. thesis of University of Twente (2005).
- [120] K.R. Hiremath and V.N. Astratov, "*Perturbations of whispering gallery modes by nanoparticles embedded in microcavities*", Opt. Exp. **16**, 5421-5426 (2008).
- [121] P. Boyer, E. Popov, M. Nevère and G. Tayeb, "*Diffraction theory in TM polarization : application of the fast factorization method to cylindrical devices with arbitrary cross section*", J. Opt. Soc. Am. A **21**, 2146-2153 (2004).
- [122] E. Popov and M. Nevère, "*Grating theory : new equations in Fourier space leading to fast converging results for TM polarization*", J. Opt. Soc. Am. A **17**, 1773-1784 (2000).
- [123] JP Hugonin, P. Lalanne, J. Del Villar, et al, "*Fourier modal methods for modeling optical dielectric waveguides*", Opt. and Quant. Elect. **37**, pp. 107-119 (2005).
- [124] D.W. Vernooy, V.S. Ilchenko, H. Mabuchi, E.W. Streed and H.J. Kimble, "*High-Q measurements of fused-silica microspheres in the near infrared*", Opt. Lett. **23**, 247-249 (1998).
- [125] J.R Buck and H.J. Kimble, "*Optimal sizes of dielectric microspheres for cavity QED with strong coupling*", Phys. Rev. A **67**, 033806-1 (2003).
- [126] E. Anemogiannis, E. N. Glytsis and T. K. Gaylord, "*Determination of Guided and Leaky Modes in LossLedd and Lossy Planar Multilayer Optical waveguides : Reflection Pole Method and Wavevector Density Method*", J. Light. Tech. **17**, 929 (1999).
- [127] J. Zhu, S. K. Ozdemir, Y-F Xiao, L. Li, L. He, D-R. Chen and L. Yang, "*On chip single nanoparticle detection and sizing by mode splitting in ultrahigh-Q microresonator*", Nat. Phot. **4**, 46-49 (2010).
- [128] T. J. Kippenberg, S. M. Spillane, and K. J. Vahala, "*Demonstration of ultra-high-Q small mode volume toroid microcavities on a chip*", Appl. Phys. Lett. **85**, 6113 (2004).
- [129] J-B. Jager, V. Calvo, E. Delamadeleine, P. Noé, T. Ricart, D. Bucci and A. Morand, "*High-Q silica microcavities on chip : from the microtoroid to the microsphere*", Appl. Phys. Lett. **99**, 181123 (2011).
- [130] D. Bucci, B. Martin and A. Morand, "*Application of the three dimensional aperiodic Fourier modal method using arc elements in curvilinear coordinates*", J. Opt. Soc. Am. A **29**, 367-373 (2012).
- [131] P. Lalanne and M. P. Jurek, "*Computation of the near-field pattern with the coupled-wave method for transverse magnetic polarization*", J. Mod. Opt. **45**, 1357-1374 (1998).
- [132] L. Li, "*New formulation of the Fourier modal method for crossed surface-relief gratings*", J. Opt. Soc. Am. A **14**, 2758-2767 (1997).
- [133] , T. Schuster, J. Ruoff, N. Kerwien, S. Raffler, and W. Osten, "*Normal vector method for convergence improvement using the RCWA for crossed gratings*", J. Opt. Soc. Am. A **24**, 2880-2890 (2007).

- [134] S. Rafler, P. Gtz, M. Petschow, T. Schuster, K. Frenner, and W. Osten, "*Investigation of methods to set up the normal vector field for the differential method*", Proceeding of SPIE Volume 6995, (2008).
- [135] S. A. Maier, "*Effective mode volume of nanoscale plasmon cavities*", Opt. and Q. Elect. **38**, 257-267 (2006).
- [136] T. Shegai, S. Chen, V.D. Miljkovic, G. Zengin, P. Johansson, M. Käll, "*A bimetallic nanoantenna for directional colour routing*", Nat. Comm. **2**, 481 (2011).
- [137] J. Li, A. Salandrino and N. Engheta, "*Optical spectrometer at the nanoscale using optical Yagi-Uda nanoantennas*", Phys. Rev. B **79**, 195104 (2009).
- [138] T. Shegai, V. D. Miljkovic, K. Bao, H. Xu, P. Nordlander, P. Johansson, M. Käll, "*Unidirectional Broadband Light Emission from Supported Plasmonic Nanowires*", Nano Letters **11**, 706 (2011).
- [139] K. Kneipp, H. Kneipp, K. Bhaskaran, R. Manoharan, G. Deinum, I. Itzkan, R. Dasari, M-S. Feld, "*Detection and identification of a single DNA base molecule using surface-enhanced Raman scattering (SERS)*", Phys. Rev. E **57**, R6281-R6284 (1998).

# Table des figures

1.1	Différents micro-résonateurs. . . . .	4
1.2	Evolution des activités de recherche en photonique depuis la prise du poste. . . . .	7
1.3	Statistique sur les citations de mes publications d'après web of science. . . . .	8
2.1	Répartition spatiale de la partie réelle du champ électrique en polarisation TE. Structure de référence : miroir de Bragg à deux trous sur InP . . . . .	11
2.2	Evolution de l'erreur sur le coefficient de réflexion en fonction du nombre d'harmoniques (Avec une cellule de $1.1\mu\text{m}$ et des PML à transformée de coordonnées complexes). A gauche, on a la polarisation TE et à droite on a la polarisation TM. . . . .	11
2.3	Configuration des SWIFTS Lippman ou Gabor . . . . .	13
2.4	A gauche, le module du champ électrique dans le plan $xy$ . A droite, la partie réelle du champ dans le plan $xy$ après soustraction du mode guidé. . . . .	14
2.5	a) Puissance rayonnée nomarlisée b) puissance absorbée normalisée et c) rapport entre les deux puissances suivant la longueur d'onde pour différents matériaux du plot. . . . .	14
2.6	a) Puissance rayonnée nomarlisée b) puissance absorbée normalisée et c) rapport entre les deux puissances suivant la longueur d'onde pour différents matériaux du plot. . . . .	15
2.7	Evolution du diagramme de rayonnement dans le superstrat pour différentes longueurs d'ondes avec un plot métallique en or (75nm sur 50nm) a) avec la polarisation TE et b) la polarisation TM. En ordonnée est représentée l'intensité lumineuse rayonnée dans le superstrat $I_r$ normalisée avec l'intensité lumineuse rayonnée dans le superstrat et le substrat $I_0$ . . . . .	15
2.8	Evolution des franges rayonnées en fonction de la longueur d'onde à gauche. Evolution des spectres respectifs après Transformée de Fourier inverse en fonction de la longueur d'onde à droite . . . . .	16
2.9	Evolution des spectres en fonction de la longueur d'onde à gauche pour deux ouvertures numériques différentes de l'objectif, une faible à droite et une forte à gauche . . . . .	17
2.10	Evolution du spectre de la source et des spectres calculés avec la barrette de photodétecteurs sans et avec le BOX . . . . .	17
2.11	a) Structure SOI utilisée. b) Observation de la frange émise par la boucle contra-propagative en SOI. c) Evolution de la frange le long de l'axe du guide et c)spectre obtenue après transformée de Fourier inverse . . . . .	18
2.12	Couplage de la barrette de photodétecteurs avec le guide intégré sur verre . . . . .	19
2.13	a) Interférogramme de Fourier obtenu avec le premier prototype b) Spectre reconstruit après avec une transformée de Fourier inverse . . . . .	19
3.1	Guide courbe représentée en coordonnées cylindriques . . . . .	21
3.2	Guide courbe représentée dans le plan $(x, y)$ et dans le plan $(u, v)$ . . . . .	22
3.3	Périodisation du guide courbe après application d'une transformée conforme . . . . .	23
3.4	Description de la structure LLIFTS (Dimension du substrat de verre : 1 cm de largeur, 3 cm de long et 1.5 mm d'épaisseur). . . . .	24
3.5	Evolution du module du champ $E_z$ dans le guide courbe avec l'AFMM et la FDTD ( $\Delta x = \Delta y = 40$ nm, l'incrément en temps normalisé est $\Delta t = 0.007 \mu\text{m}^{-1}$ et le nombre d'itération utilisé est $2^N$ avec $N = 15$ ). . . . .	25

3.6	a) Evolution du module du champ $E_z$ dans le guide courbe de droite associé au guide plan. b) Frange d'interférence à la sortie du guide plan avec une source monochromatique $\lambda = 1550$ nm. c) Spectre modélisé pour différentes sources optiques monochromatiques en échantillonnant la frange avec des pixels de $20 \mu\text{m}$ (Les longueurs d'ondes respectives sont 1500, 1530, 1560, 1590 et 1620 nm). . . . .	26
3.7	a) Frange d'interférence à la sortie du guide plan avec une source monochromatique ( $\lambda = 1550$ nm) et un rayon de la boucle de $500 \mu\text{m}$ , b) Transformée de Fourier Adaptée pour différentes longueurs d'ondes avec un rayon de la boucle de $350 \mu\text{m}$ et c) Transformée de Fourier adaptée avec différentes longueurs d'ondes avec un rayon de la boucle de $500 \mu\text{m}$ . . . . .	27
3.8	Spectres de différentes sources large bande avec différents rayons de courbure des boucles. a)Source ASE avec $R = 350 \mu\text{m}$ , b)Source ASE avec $R = 500 \mu\text{m}$ , c)Source ASE filtrée par un démultiplexeur CWDM de OMRON avec $R = 350 \mu\text{m}$ et d)Source ASE filtrée avec un démultiplexeur CWDM de OMRON avec $R = 350 \mu\text{m}$ . . . . .	28
4.1	Schéma d'un microdisque de rayon $a$ . . . . .	29
4.2	a) Description du principe de l'oscillation forcée et b) Réponse spectrale de l'oscillation forcée . . . . .	30
4.3	a)Description du régime en oscillation libre et b)Description de la divergence de ce signal avec ce type de régime. . . . .	32
4.4	Evolution de la longueur d'onde de résonance et du coefficient de qualité selon l'ordre azimutal $m$ et l'ordre radial $l$ pour un disque de Si entouré d'air et un rayon $a = 1 \mu\text{m}$ . . . . .	32
4.5	Couplage entre un microdisque et un guide. Utilisation de plusieurs points d'observation pour la FDTD. . . . .	33
4.6	Comparaison entre la méthode de perturbation et la méthode FDTD . . . . .	34
4.7	a) Transmission de la puissance optique dans le guide droit d'un filtre réjecteur de longueur d'onde ( $s_p = 230\text{nm}$ , diamètre du disque de $2.92 \mu\text{m}$ ) et b) Evolution de l'efficacité de réjection en fonction de $s_p$ . . . . .	36
4.8	a) Image MEB d'un demultiplexeur en longueur d'onde sur SOI b) Evolution de la puissance du signal sur le guide droit et le deuxième guide de découplage en fonction de la longueur d'onde. . . . .	36
4.9	Disque denté : (a) Structure du disque denté. Le rayon intérieur est $b$ et le rayon extérieur $a$ . On note $h_d$ la profondeur des dents. (b) Partie réelle de la carte du champ électrique pour le mode pair en polarisation TE du disque denté. (c) Partie réelle de la carte du champ électrique pour le mode impair en polarisation TE du disque denté. (d) Réponse spectrale d'un disque simple calculée par FDTD. Pour cette simulation, chaque pic correspond à un mode d'ordre azimutal différent. (e) Réponse spectrale d'un disque denté pour les modes pairs. Seule la signature d'un mode n'est pas atténuée. . . . .	37
4.10	Découpage en trois zones du calcul. . . . .	38
4.11	(a) Comparaison entre les polarisations TE et TM. La partie réelle du champ des trois composantes de chaque polarisation est représentée à partir de calculs FDTD. (b) Polarisation TE et (c) polarisation TM. Notons que les axes des cartes de champ sont gradués en $\mu\text{m}$ . . . . .	39
5.1	Comparaison entre la FDTD-3D et l'EIM pour la longueur d'onde de résonance et le coefficient de qualité des modes de galerie d'un disque d'InP entouré d'air. L'épaisseur du disque est de $280\text{nm}$ , son rayon est $1\mu\text{m}$ , les indices effectifs calculés donnent $n_{eff} = 2,05$ en TM et $n_{eff} = 2,63$ en TE. . . . .	41
5.2	Description du microrésonateur cylindrique simulée. Périodisation suivant l'axe $z$ et propagation suivant l'axe $r$ . . . . .	42
5.3	Structures simulées. Un microdisque à gauche et un microanneau à droite. . . . .	43
5.4	Evolution de la longueur d'onde et du coefficient de qualité dans la structure du microanneau avec trois méthodes différentes FDTD, AFMM et EIM. . . . .	44
5.5	Evolution de la longueur d'onde et du coefficient de qualité dans la structure du microdisque avec trois méthodes différentes FDTD, AFMM et EIM. . . . .	44

5.6	(a) Géométrie du spot simulé. (b) Simulation du spectre de photoluminescence. Notons que les facteurs de qualité ont ici volontairement été réduits pour rendre compte des effets de rugosités. Les mesures sont normalisées et l'énergie totale est proportionnelle à l'éloignement du piédestal de Silicium (principale source de pertes). (c) Mesure de la photoluminescence du disque de 48 $\mu\text{m}$ obtenue à l'INAC. . . . .	45
5.7	Comparaison entre le spectre normalisé d'émission du disque de 48 $\mu\text{m}$ (DRFMC) et celui produit par notre méthode. Les pics de résonances peuvent être ainsi identifiés. . . . .	47
5.8	Comparaison entre le modèle et l'expérience pour les disques de 15 $\mu\text{m}$ de diamètre . . . . .	47
5.9	Image MEB d'un disque de 15 $\mu\text{m}$ produit par l'INAC. . . . .	48
5.10	Représentation de la structure du microdisque à fente, évolution de la carte des champs électriques $E_z$ et $H_r$ . . . . .	48
6.1	Description de la fonction périodique $f(r)$ avec $R = 1 \mu\text{m}$ , $r_{min} = 0.5 \mu\text{m}$ et $r_{max} = 1.5 \mu\text{m}$ . A gauche, l'évolution des harmoniques de 0 à 10 et à droite l'évolution de la fonction $f(r)$ en fonction de la coordonnée $r$ . . . . .	51
6.2	Carte du module du champ du mode fondamental dans le premier cas avec $R = 50 \mu\text{m}$ et dans le deuxième cas avec $R = 200 \mu\text{m}$ . . . . .	52
6.3	Structure en S, à gauche dans une représentation cartésienne utilisée en FDTD et à droite dans une représentation cylindrique utilisée par l'AFMM où l'axe de propagation est $\theta$ . . . . .	53
6.4	Evolution du module et de la phase du champ propagé dans une structure en S ( $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ , $n_c = 2.8002496$ , $n_s = 1.45$ et $R = 2 \mu\text{m}$ et le nombre des harmoniques est 201). La première ligne est un calcul FDTD. La deuxième ligne est un calcul AFMM . . . . .	54
6.5	Description de la portion du disque simulée avec la forme de la particule qui reste la même quelque soit la valeur de $d$ . . . . .	55
6.6	A gauche, pertes des deux modes à travers le plot et à droite évolution de leur coefficient de qualité en fonction de la position de la particule. . . . .	56
6.7	Evolution de l'ordre azimutal $m$ à gauche et évolution de la levée de dégénérescence $\Delta\lambda$ obtenue avec la FDTD 2D et l'AFMM. . . . .	56
6.8	a) A gauche, évolution lamélaire d'un guide suivant la propagation. b) Au milieu, évolution discrétisée d'un guide suivant la propagation. c) A droite, variation des vecteurs normaux de la pente réelle et de la pente discrétisée. . . . .	57
6.9	Principe de périodisation de la partie transverse de la structure. . . . .	58
6.10	A gauche, guide ruban droit et à droite le même guide ruban mais courbée (largeur = 200 nm, épaisseur = 500 nm, $R$ (au centre du guide) = 2 $\mu\text{m}$ , $n_{substrat} = 1.44$ et $n_{coeur} = 3.48$ avec un nombre d'harmoniques $41 \times 41$ ). . . . .	60
6.11	A gauche, répartition du module du champ $E_x$ dans un guide droit et à droite répartition du champ dans le même guide mais courbée. . . . .	60
6.12	A gauche, répartition du champ $E_y$ pour $m = l = 43$ à la longueur d'onde de 1.5685 $\mu\text{m}$ avec un nombre d'harmoniques $41 \times 41$ . A droite, répartition du champ $E_r$ pour $m = l = 43$ à la longueur d'onde de 1.551 $\mu\text{m}$ avec un nombre d'harmoniques $41 \times 41$ . . . . .	61
6.13	Répartition du champ $E_r$ à la longueur d'onde de 0.95 $\mu\text{m}$ dans un guide cylindrique de diamètre 5 $\mu\text{m}$ où la position $x = 0 \mu\text{m}$ correspond à l'axe du guide. A gauche le mode fondamental dans le guide droit et à droite le mode fondamental dans le même guide courbé, le rayon externe du guide étant fixé à 15 $\mu\text{m}$ . . . . .	62
6.14	Comparaison des résultats obtenus avec l'AFMM et la FDTD pour la simulation d'une structure en S. . . . .	63
6.15	Comparaison des cartes de champs obtenues avec la FDTD et l'AFMM sur deux sections transverses à la direction de propagation. Output : à la sortie de la structure en S. Inter : au milieu de la structure en S. . . . .	64
6.16	a) évolution des puissances rayonnée et absorbée normalisées en TE en fonction de la longueur du plot. Son épaisseur est de 50 nm situé sur le guide avec un superstrat d'air. b) évolution des puissances rayonnée et absorbée normalisées en TM en fonction de la longueur du plot. Son épaisseur est de 50 nm situé sur le guide avec un superstrat d'air. . . . .	67
6.17	a) évolution des diagrammes de rayonnement en TE et en TM à la longueur d'onde de 800 nm. Son épaisseur est de 50 nm situé sur le guide avec un superstrat d'air. . . . .	67

Annexe A

## Curriculum Vitae

MAÎTRE DE CONFÉRENCES À L'IUT RT  
DE GRENOBLE ET CHERCHEUR  
À L'IMEP-LAHC

**Etat Civil**

**Nom :** MORAND

**Prénom :** Alain

**Date et lieu de naissance :** 7 mai 1972 à Bonneville, Haute-Savoie (74), France

**Nationalité :** française

**Adresse personnelle :** 5 rue servan 38000 Grenoble

**Téléphone personnel :** 0950962619

**Adresse professionnelle :**

IMEP-LAHC

UMR 5130 INPG-CNRS-UJF-Université de Savoie

Minatec

3 Parvis Louis Néel

BP 257

38016 Grenoble Cedex 1

Email : morand@minatec.inpg.fr

Tel : +33(0)456529486

Fax : +33(0)456529501

IUT RT

Domaine universitaire

151 rue de la papéterie

BP 67

38400 Saint-Martin d'Hères

Email : Alain.Morand@ujf-grenoble.fr

Tel : +33(0)476825373

Fax : +33(0)476824495

**Langue maternelle :** français

**Autres langues :** anglais, allemand (notions)

**Formation Universitaire**

1995-1998	<p>Doctorat de l'Université Joseph-Fourier de Grenoble "Conception et réalisation d'un commutateur et d'un polariseur en optique intégrée sur verre avec un polymère électro-optique" mention très honorable et félicitations</p>
1994-1995	<p>Diplôme d'Etudes Approfondies (DEA) mention assez-bien Optique, Optoélectronique et Microondes INPG</p>
1992-1994	<p>LICENCE / MAITRISE de physiques et applications mention assez-bien Université Joseph-Fourier de Grenoble</p>
1990-1992	<p>Diplôme d'Etude Universitaire Général (DEUG A) SSM Université de Savoie de Chambéry</p>
1989-1990	<p>Bac C, mention assez-bien</p>

## Cursus Post-doctoral

Depuis sept. 99	Maître de conférences IUT GTR de l'UJF et depuis 2005 IUT RT Rattaché à l'IMEP et depuis 2006 IMEP-LAHC
De mars 99 A août 99	Enseignant-chercheur contractuel ESISAR de Valence Rattaché au LCIS
De dec. 98 A fev. 99	Chercheur contractuel LEMO de Grenoble

## Enseignement

Depuis 1999	<b>Enseignements en tant que MCF</b> IUT 1 / RT de Grenoble ⇒ Cours et TD en optique (depuis 2002) ⇒ Cours et TD en physiques (depuis 2004) ⇒ TD et TP d'électronique ⇒ TD et TP de télécommunications ⇒ Travaux de réalisations en technologie et système d'informations (de 1999 à 2003) ⇒ Impliqué dans le laboratoire de Télécommunications pour améliorer et développer les TP et notamment dans le domaine de l'optique ⇒ Responsable de salle d'atelier d'électronique et de l'enseignement TSI (de 1999 à 2003) ⇒ Responsable des enseignements de physiques  Licence RSFS ⇒ Responsabilité pédagogique : gestion de l'emploi du temps des licence pro RSFS, WINS et RTWEB du département (depuis 2010) ⇒ TP en Télécommunications en langue anglaise pour la section internationale WINS (Wireless Network and Security) (depuis 2007)  Licence optronique de l'IUT Mesures Physiques de Grenoble (de 2004 à 2009) ⇒ Cours, TD et TP en Télécommunications optiques
1996-1999	<b>Enseignements en tant que vacataire ESISAR de Valence</b> ⇒ TP d'optoélectronique et microondes en 3ème année (24 h) ⇒ Cours d'électromagnétisme en 1ère année (14 h) ⇒ TP d'optique guidée en 1ère année (39 h) ENSPG de Grenoble ⇒ TP d'optoélectronique et microondes en 3ème année (36 h) ENSERG de Grenoble ⇒ TP d'électronique en 2ème année (24 h) ⇒ TP simulation numérique en 5ème année (12 h)

## 1. Depuis 1999 :

**Recherche à l'IMEP-LAHC**

Mes thèmes de recherche sont tous définis autour de la modélisation, de la caractérisation et si possible de la réalisation de composants en optique intégrée. Deux grands thèmes peuvent être plus particulièrement détaillés :

- La modélisation et la caractérisation de structures en semiconducteur d'indice de réfraction élevé entouré d'air ou de silice. Le fort contraste d'indice de réfraction permet dorénavant de réaliser des structures ultra-compacts et notamment des résonateurs avec des forts coefficients de qualité. Les modèles ou les outils généralement utilisés en faible confinement sont inadaptés. Je travaille donc sur le développement de nouveaux outils analytiques ou numériques pour résoudre ces problèmes. De plus, nous concevons et caractérisons des composants sur SOI réalisés via la plateforme technologique du CEA/LETI de Grenoble. Les domaines d'applications visées sont les lasers, les interconnexions optiques, le filtrage optique, les cristaux photoniques ou les cavités à fort  $Q$  pour l'électrodynamique quantique.
- L'étude et la réalisation de composants en optique intégrée sur verre. Les méthodes développées dans le thème précédent peuvent s'appliquer sur ce type de technologie aussi. Les domaines d'applications visées sont l'astronomie, la spectroscopie et le domaine des capteurs. Un spectrographe optique ultra compact sans pièces mobiles est en cours d'étude et sera certainement la brique de base de nombreuses recherches en perspective.

## 2. De 1996 à 1999 :

**Enseignant-chercheur contractuel au LCIS de Valence**

J'ai fait partie de l'équipe systèmes optiques (OPSYS). Mon travail consistait à concevoir et à réaliser des capteurs comportant une ou plusieurs fonctionnalités optiques. Le but était de réaliser des systèmes embarqués mettant en jeu des collaborations entre le laboratoire et des industriels.

**Doctorat puis chercheur contractuel au LEMO de Grenoble**

Durant mon travail de thèse, j'ai conçu et réalisé un commutateur et un polariseur TE intégrés avec des guides confinés réalisés par échange ionique sur un substrat de verre passif. Son principe repose sur l'interaction du guide de surface avec un film de polymère électro-optique. Ce travail a fait l'objet d'un contrat CTI entre le CNET Lannion et le LEMO qui a reçu à cet effet 700 KF. Le Laboratoire de chimie appliquée (LCA) de Montpellier a participé à la synthèse des différents polymères. J'étais responsable de la rédaction du rapport final du contrat.

## 3. De 1996 à 1999 :

**Autres activités de recherche**

J'ai effectué une étude théorique de la propagation du champ dans une jonction Y en optique intégrée. Ce travail a débouché sur la proposition d'une nouvelle structure pour assurer un partage de 50% de la puissance entre les deux sorties de la jonction quel que soit le couplage entre la fibre et le guide. Pour cela, j'ai utilisé un logiciel plus adapté pour cette étude qui a été développé au laboratoire : la RSM.

**Stage de DEA (3 mois)**

"Optimisation de la technologie d'échange d'ions pour réaliser des filtres transversaux".

En modulant un signal optique jouant le rôle de porteuse par un signal à une fréquence microonde, il est désormais possible de faire du traitement du signal radiofréquence par voie optique. J'ai réalisé

un interféromètre asymétrique avec une longue ligne à retard supérieure à 5 cm en optique intégrée sur verre.

Recherche	Encadrement
2012	Yettou Mohammed Stage de Master Recherche "Etude de la résonance plasmonique de nanocavités métalliques"
2010-2013	Creux Amélie Co-directeur de thèse (80%) et directeur de thèse (20%) : Pierre Benech " Micro-capteur à base d'un spectromètre de Fourier en optique intégrée sur verre" Date de soutenance prévue : octobre 2013
2010	Jean-Bernard Duchez Stage de Master I "Physiques" Caractérisation du spectromètre SWIFTS
2010	Creux Amélie Stage de Master Pro "Laser matériaux et milieux biologiques " Caractérisation du spectromètre LLIFTS
2010	Geneviève Gariépy et Elliot Bolduc Projet tutoré de PHELMA en Deuxième année Modélisation de la courbure de guides à fente
2008	Romain Martin Stage de Licence Pro "Optoélectronique" "Analyse spectrale de guides optiques"
2007-2010	Guillaume Custillon Co-directeur de thèse (90%) et directeur de thèse (10%) : Pierre Benech "Etude et réalisation d'un spectrographe en optique intégrée" Date de soutenance : 2 décembre 2010
2007	Guillaume Custillon Stage Ingénieur ENSPG 3ème année "Etude et caractérisation d'un spectrographe en optique intégrée sur verre"
2007	Alexis Moulin Stage de Licence Pro "Optoélectronique" "Caractérisation de guides optiques planaires"
2005-2008	Andrea Armaroli Co-directeur de thèse (35%) et directeurs de thèse en co-tutelle (30%) : Pierre Benech et Stephano Trillo "Modélisation et caractérisation de microstructures à fort contraste d'indice" Date de soutenance : 14 mars 2008
2006	Gregory Leblond Stage Ingénieur ENSERG 3ème année "Développement d'un outil numérique pour la modélisation d'un spectrographe en optique intégrée"
2006	Yanyu Zhang Stage de MASTER Recherche "RF-Optique" "Etude de composants en optique intégrée pour des applications microphotoniques"
2005-2008	Bruno Martin Co-directeur de thèse (90%) et directeur de thèse (10%) : Pierre Benech "Etude et réalisation d'un spectrographe en optique intégrée" Date de soutenance : 11 janvier 2009
2005	Bruno Martin Stage de MASTER Recherche "RF-Optique" "Etude de la faisabilité d'un multiplexeur / démultiplexeur en optique intégrée à fort confinement sur SOI"

2005	Lydie Ferrier Stage de MASTER Recherche "RF-Optique" "Développement d'un bio-capteur en optique intégrée sur verre"
2005	Fanny Bredillot Stage de Licence Pro "Optoélectronique" "Caractérisation de démultiplexeur en technologie SOI"
2004	David Gachet Stage de fin d'étude de l'Ecole Supérieure d'Optique d'Orsay "Etude de la faisabilité d'un bio-capteur ADN en optique intégrée sur verre"
2003-2008	Anis AJENGUI co-directeur de thèse (70%) et directeurs de thèses en cotutelle(30%) : Pierre Benech et Attia Rabiah "Etude de fonctions d'optique intégrée à base de cristaux photoniques" Date de soutenance prévue : démission en 2008
2002-2005	Kien PHAN-HUY co-directeur de thèse (90%) et directeur de thèse (10%) : Pierre Benech "Etude de microstructures utilisant le guidage réfractif à fort confinement de lumière" Date de soutenance : 28 octobre 2005
2001-2002	Claire ROBINSON Imperial College Physics exchange student "Etude des pertes de guides BIP 2D sur membrane et sur substrat"
2000-2003	Frédéric ROOMS co-directeur de thèse (90%) et directeur de thèse(10%) : Isabelle Schanen "Nouvelles fonctions MMI d'optique intégrée pour des applications en interférométrie astronomique". Date de soutenance : 10 décembre 2003
1999-2001	Xiao SUN co-directeur de thèse (10%) et directeur de thèse (90%) : Jean Chilo "Performances dynamiques d'une microconnectique collective pour circuits intégrés" Date de soutenance : 2001
1997	Celia SANCHEZ-PEREZ Stage du DEA "optique, optoélectronique et microondes" "Conception et réalisation d'un polariseur TE en optique intégrée sur verre avec un polymère biréfringent".

Recherche	Contrat
2001-2002	Projet Actions spécifiques du STIC CNRS (Montant 9 keuros) Microphtonique sur Silicium Participants : IEF, LPM, IOTA, LAAS, LEOM
2001-2003	Projet RMNT : HETEROPT durée 3 ans (Montant 100 keuros) Nouvelles technologies pour l'intégration hétérogène de liens optiques à haute densité sur circuits intégrés silicium Participants : LEOM, ST, LETI, LTM et IRCOM
2003-2005	ACI nanotechnologie : LAMBDACONNECT durée 2 ans (Montant 37,5 keuros) Interconnexions optiques pour les systèmes sur puce (SoC) Sur l'exploitation du multiplexage et du routage en longueur d'onde Participants : LEOM, LETI, DRFMC, IEF, LPM, LIP6 et IRIT
2003-2006	ACI nanotechnologie : MICROTORE durée 3 ans (Montant 45 keuros) Laser à très bas seuil, intégré sur silicium, à base de microtore en silice Participants : LKB, DRFMC
2005	Contrat de sous-traitance avec le CEA/DSV/DRM/SPI/LERI dans le cadre du projet NRBC/DEFI avec François Perraut (Montant 6 keuros)
2007	Contrat CNES PPRT SO : SWIFTS durée 2 ans (Montant 40 keuros) Stationary Waves Inverse Fourier Transform Spectrometer Participants : LAOG, FLORALIS, LNIO

2007-2011	Contrat RTRA nanophotonique : Strong light matter on chip (Montant 6 keuros) Participants : Institut Louis Néel, DRFMC
2008-2011	Contrat FUI : SWIFTS 400-1000 durée 30 mois (Montant 225 keuros) Participants : LAOG, LTM, LNIO, E2V, TeemPhotonics et FLORALIS
2012-2014	Contrat ANR EMERGENCE : OCT-LLIFTS durée 24 mois (Montant 164 keuros) Participants : IPAG et FLORALIS
2012-2013	Contrat SMINGUE SWIFTS IR durée 12 mois Participants : IPAG et LTM

<b>Recherche</b>	<b>Administration et responsabilité collective</b>
------------------	--

1997	Organisateur et Co-organisateur des journées scientifiques du LEMO
1996-1997	Membre élu en tant que représentant des thésards au conseil du LEMO
2001-2008	Suppléant dans la commission de spécialiste 63e section INPG
2005	Membre comité organisateur de la conférence internationale OWTNM à Grenoble
2005	Guest-Editor de l'issue spéciale du journal OWTNM 2006
Depuis 2007	Membre élu du conseil scientifique de l'IMEP-LAHC
Juin 2009	Membre choisi d'une commission de spécialiste pour un poste de MCF à Lannion
Depuis 2010	Directeur des études Licence Pro RSFS, RTWEB et WINS

**Examinateur dans un jury de thèse :**

- thèse de Jérémy Verbert (2007)
- thèse de Rémy Galland (2008)
- thèse de Jean-Baptiste Jaeger (2012)

**Referee pour des éditeurs internationaux :**

- IEEE Photonic Technology Letters
- Optics Express
- IOP (PAP et SPE)

**Rapporteur de l'ANRT pour l'attribution de thèse Cifre**

## 1. Revues internationales avec comité de lecture et avec actes

- **[RI1]** Alain Morand, Célia Sanchez Perez, Pierre Benech, Smaïl Tedjini et Dominique Bosc, "Integrated optical waveguide polarizer on glass with a birefringent polymer overlay", IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 10, n°11, pp. 1599-1601, 1998.
- **[RI2]** Philippe Gérard, Alain Morand, Pierre Lemaitre-Auger "A new solution to waveguide excitation suppressing the effects of the radiated field. Application to the Y-junction", IOP Pure and Applied Optics, Vol. 7, pp. 667-683, 1998.
- **[RI3]** Dominique Bosc, Alain Rousseau, Alain Morand, Pierre Benech, Smaïl Tedjini, "Design and synthesis of low refractive index polymers for modulation in optical waveguides", Optical Materials, Vol.13, pp. 205-209, 1999.
- **[RI4]** Yohan Désières, Taha Benyattou, Régis Orobtcouk, Alain Morand, Pierre Benech, Christian Grillet, Christain Seassal, Xavier Letartre, Pédro Rojo-Romeo, Pierre Viktorovitch, "Propagation losses of the fundamental mode in a single line-defect photonic crystal waveguide on an InP membrane", Journal of Applied Physics , Vol. 92, n°5 , pp 2227-2234, 2002.
- **[RI5]** Frédéric Rooms, Alain Morand, Isabelle Schanen, Pierre Benech, Sylvain Blaize, "A complete physical approach to position access waveguides of weakly confined MultiMode Interference Couplers", Optics Communications, Vol. 221, Issue 4-6, pp. 317-322, 2003.
- **[RI6]** Alain Morand, Claire Robinson, Yohan Désières, Taha Benyattou, Pierre Benech, Olivier Jacquin, Marine Le Vassor d'Yerville, "3D Numerical modeling of propagation losses of a single line-defect photonic crystal", Optics Communications, Vol. 221, Issue 4-6, pp. 353-357, 2003.
- **[RI7]** Alain Morand , Kien Phan-Huy, Pierre Benech et Yohan Désières, "Analytical study of the microdisk coupling with a waveguide based on the perturbation theory", IEEE/OSA Journal Lighthwave Technology Letters, Vol. 22, pp. 827-832, 2004.
- **[RI8]** K. PhanHuy, A. Morand and P. Benech, "Modelization of the whispering gallery mode in microgear resonators using the floquet-bloch formalism", IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 41 (3), pp. 357-365, 2005.
- **[RI9]** K. PhanHuy, A. Morand, D. Amans and P. Benech, "Analytic study of the Whispering Gallery Mode in 2D microgear cavity using the coupled Mode Theory", OSA Journal of Optical Society of America B, Vol. 22 (8), pp. 1793, 2005.
- **[RI10]** M. Martin, T. Benyattou, R. Orobtcouk, F. Rooms, A. Morand, I. Schanen et P. Benech, "Scanning near-field optical microscopy as a tool for the characterization of multimode interference devices", OSA Applied Optics, Vol. 44 (13), pp. 2558-2562, 2005.
- **[RI11]** A. Morand, Y. Zhang, B. Martin, K. Phan Huy, D. Amans, P. Benech, J. Verbert, E. Hadji et J-M. Fedeli, "Ultra-compact microdisk resonator filters on SOI substrate", OSA Optics Express, Vol. 14 (26), 2006.
- **[RI12]** E. Lecoarer, S. Blaize, P. Benech, I. Stefanon, A. Morand, G. Lerondel, G. Leblond, P. Kern, J-M. Fédéli et P. Royer, "Stationary Waves Integrated Fourier Transform Spectrometry (SWIFTS) : towards an ultimate wavelength scale spectrometer", Nature Photonics 1 (8), pp. 473-478, 2007
- **[RI13]** Y. R. Nowicki-Biringuier, J. Claudon, C. Bökler, S. Reitzenstein, M. Kamp, A. Morand, A. Forchel and J-M. Gérard, "High Q whispering gallery modes in AGaAs/AlAs pillar microcavities", Optics Express, Vol. 15 (25), pp. 17291-17304, 2007.
- **[RI14]** A. Armaroli, A. Morand, P. Benech, G. Bellanca and S. Trillo, "Three dimensional analysis of cylindrical microresonators based on the aperiodic Fourier modal method", JOSA A, Vol. 25 (3), pp. 667-675, 2008.
- **[RI15]** B. Martin, A. Morand, P. Benech, G. Leblond, S. Blaize, G. Lerondel, P. Royer, P. Kern and E. Le coarer, "Design of a new compact Static Fourier Transform Spectrometer in integrated optics based on a leaky loop structure", Optics Letters, Vol. 34 (2), pp. 184-186, 2009.
- **[RI16]** B. Martin, A. Morand, P. Benech, G. Grosa, P. Kern and E. Le coarer, "Realization of the compact static Fourier transform spectrometer LLIFTS in glass integrated optics", Optics Letters, Vol. 34 (15), pp. 2291-2293, 2009.

- **[RI17]** A. Armaroli, A. Morand, P. Benech, G. Bellanca and S. Trillo, "Comparative analysis of a planar slotted microdisk resonator", IEEE/OSA Journal Lighthwave Technology Letters, Vol. 27 (18), pp. 4009-4015, 2009.
- **[RI18]** S. Blaize, F. Gesuele, I. Stefanon, A. Bruyant, G. Léronde, P. Royer, B. Martin, A. Morand, P. Benech and J-M. Fédéli, "Real-space observation of spectral degeneracy breaking in a waveguide-coupled disk microresonator", OSA Optics Letters , Vol. 35 (19), pp. 3168-3170, 2010.
- **[RI19]** P. Cavalier, C. Constancias, P. Feautrier, L. Maingault, A. Morand and J-C. Villégier, "SWIFTS Waveguide microspectrometer integrated on top of a 1D-NbN SNSPD Array", IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 99, pp. 1-3, 2010.
- **[RI20]** P. Cavalier, J-C. Villégier, P. Feautrier, C. Constancias and A. Morand, "Light interference detection on-chip by integrated SNSPD counters", AIP advances, Vol. 1 (4), pp. 042120 2011.
- **[RI21]** J-B. Jager, V. Calvo, E. Delamadeleine, E. Hadji, P. Noé, T. Ricart, D. Bucci and A. Morand, "High-Q silica microcavities on a chip : from microtoroid to microsphere", Applied Physics Letters, Vol. 99, pp. 181123, 2011.
- **[RI22]** D. Bucci, B. Martin and A. Morand, "Application of the three-dimensional aperiodic Fourier modal method using arc elements in curvilinear coordinates", JOSA A, Vol. 29 (3), pp. 367-373, 2012.
- **[RI23]** L. Arnaud, A. Bruyant, M. Renault, Y. Hadjar, R. Salas-Montiel, G. Leronde, A. Apuzo, A. Morand, P. Benech, E. Le Coarer and S. Blaize, "A waveguide-coupled gold nanowire antenna" submitted

## 2. Conférences internationales avec comité de lecture et avec actes :

- **[CI1]** Alain Morand, Anh Ho-Quoc, Pierre Benech, Smaïl Tedjini, Dominique Bosc, Bertrand Loisel, "Design and optimization of an electro-optic modulator using a hybrid structure of polymers and integrated ion exchange waveguides in glass", 4th French-Sino Workshop on Optical Fibers, Integrated Optics, Systems and Applications à Saint-Etienne, pp. 43-45, 1997.
- **[CI2]** Alain Morand, Anh Ho-Quoc, Smaïl Tedjini, Pierre Benech, Dominique Bosc, Bertrand Loisel, "Glass electro-optic polymer structure for light modulation and switching", Integrated Optic Devices II à San-José Proceedings of SPIE Volume 3278, pp. 63-72, 1998.
- **[CI3]** Celia Sanchez Perez, Alain Morand, Pierre Benech, Smaïl Tedjini, Dominique Bosc et Alain Rousseau, "Low cost integrated optical waveguide polarizer with a hybrid structure of birefringent polymer and ion-exchanged glass waveguide", Integrated Optic Devices III à San-José Proceedings of SPIE Volume 3620, pp. 118-125, 1999.
- **[CI4]** Celia Sanchez-Pérez, Alain Morand, Smaïl Tedjini, Pierre Benech, Dominique Bosc et Alain Rousseau, "Integrated Optical Polarizers of High Extinction Ratio on Glass Substrate with a Polymer Overlay", Optical Devices for Fiber Communication à Boston Proceedings of SPIE Volume 3847, pp. 56-64, 1999.
- **[CI5]** Smaïl Tedjini, Olivier Jacquin, Alain Morand, Pierre Benech, "Modeling and simulation of guidewave photonic band gap structures", Terahertz and Gigahertz Electronics and Photonics II à San José Proceedings of SPIE Volume 4111, pp. 37-46, 2000.
- **[CI6]** Celia Sanchez-Pérez, Pierre Benech, Alain Morand, Smaïl Tedjini, Alain Rousseau et Dominique Bosc, "Integrated optical phase modulator using a hybrid structure of glass waveguides and electro-optic polymers", CLEO Active and Passive Devices à Baltimore, pp. 21, 2001.
- **[CI7]** F. Rooms, A. Morand, I. Schanen-duport, P. Benech, J. Berger, "Design of three telescopes interferometres using a multimode interference waveguide structure", Integrated Optics VI à San José Proceedings of SPIE Volume 4640, pp. 246-254, 2002.
- **[CI8]** S. Tedjini, O. Jacquin, A. Morand and P. Benech, "On the simulation of photonic band gaps filters", URSI-GA, Nanotechnology Processes for Advanced Optic and Electronic Systems, pp. 1674, 2002.
- **[CI9]** F. Rooms, A. Morand, I. Schanen, J-E Broquin, P. Haguenaer, J-P. Berger, M. Martin and T. Benyattou, " New concept for combining 3 telescopes with integrated optics : multi-mode interferences (MMI) ", Interferometry for Optical Astronomy II à Waikoloa Proceeding of SPIE Volume 4838, pp. 1359-1369, 2003.
- **[CI10]** M. Martin, T. Benyattou, R. Orobtcouk, F. Rooms, A. Morand, I. Schanen, A. Bouchard et P. Benech, "Scanning near-field optical microscopy characterization of multimode devices : from

- simple to complex structures", ICONIC 2003 à Rouen, 2003.
- [CI11] A. Morand, K. Phan-Huy, Y. Désières, P. Benech, "Numerical and analytical study of microdisks for laser applications ", Integrated Optics : Devices, Materials, and Technologies VIII, à San José Proceedings of SPIE Volume 5355, pp. 52-64, 2004.
  - [CI12] K. Phan-Huy, A. Morand, P. Benech, "Analytical study of whispering gallery mode in 2D microgear cavity", Integrated Optics and Photonic Integrated Circuits à Strasbourg Proceedings of SPIE Volume 5451, pp. 284-292, 2004.
  - [CI13] M. Martin, T. Benyattou, R. Orobtschouk, F. Rooms, A. Morand, I. Shanen, P. Benech, "Near Field Optical Microscopy as a tool to investigate multimode imaging devices", 8th International conference on Near-field Nano Optics and Related Techniques, Seoul in Korea, pp. 67-71, September 2004.
  - [CI14] A. Ajengui, R. Chatta, M. Zghal, P. Benech, A. Morand, R. Attia, "Behaviour of propagation through one dimension photonic crystal", IEEE ICTT '04, Volume 1, pp. 277-280, 8-10 Dec. 2004
  - [CI15] K. PhanHuy, A. Morand and P. Benech, "Study of the microgear resonators using the floquet-bloch formalism", Photonic Integration à San José Proceedings of SPIE, Vol. 5722, pp. 161-170, 2005
  - [CI16] D. Gachet, K. PhanHuy, A. Morand, F. Bruckert, J-M. Terrot, M. Labeau and P. Benech, "Realization of a DANN CHIP on ion exchanged waveguides in a glass substrate", ECIO 2005 à Grenoble, pp. 510-513, 2005.
  - [CI17] K. Phan Huy, J. Verbert, F. Mazen, P. Noé, J. Gérard, E. Hadji, F. Orucevic, J. Hare, V. Lefèvre-Seguín, , A. Morand and P. Benech, "Room temperature of Er-doped silicon-rich oxide microcavities supporting high-Q whispering gallery modes", Nanophotonic Materials and Systems II : Silicon nanophotonics, à San Diego Proceedings of SPIE Volume 5925, pp. 91-98, 2005.
  - [CI18] A. Ajengui, A. Rabah, P. Benech, A. Morand et M. Attia, "Modélisation d'un crystal photonique 2D", à Hammamet colloque international Optique Hertzienne et Diélectriques, Septembre 2005.
  - [CI19] J. Verbert, F. Mazen, T. Charvolin, E. Picard, V. Calvo, P. Noé, J-M. Gérard, E. Hadji, F. Orucevic, J. Hare, V. Lefevre-Seguín, K. Phanhuy, A. Morand and P. Benech, "Room temperature emission at 1.54  $\mu\text{m}$  from Er-doped silicon-rich oxide microcrotoroidal cavities", 2nd International Conference on Group IV Photonics à Anvers, pp. 96-98, 2005.
  - [CI20] A. Morand, K. Phan Huy, D. Amans, B. Martin, F. Bredillot, P. Benech, J. Verbert, E. Hadji and J-M. Fedeli, "Compact add and drop and wavelength filter based on microdisk on SOI substrate", Silicon Photonics Photonic, à San José Proceedings of SPIE Volume 6125, pp. 192-199, 2006.
  - [CI21] R. Galland, F. Perraut, B. Jacquier, E. Shultz, A. Morand, H. Volland, "Use of ion exchange waveguides to enhance the performances of an array biosensor", Nanobio Europe 2006 à Grenoble, 2006.
  - [CI22] B. Martin, A. Morand, P. Benech, G. Leblond, S. Blaize, G. Lerondel, E. Lecoarer, "A compact SWIFTS spectrograph with a leaky loop structure", Integrated Optics : Devices, Materials, and Technologies XII à San José, Proceeding of SPIE Volume 6896, 2008.
  - [CI23] A. Morand, G. Custillon, P. Benech, E. Lecoarer, G. Leblond, S. Blaize, "Compact spectrometer modelling based on wavelength stationary wave Fourier transform in integrated optic", Silicon Photonics and Photonic Integrated Circuits à Strasbourg, Proceeding of SPIE Volume 6996, 2008.
  - [CI24] J. Ferrand, G. Custillon, S. Kochtcheev, S. Blaize, A. Morand, G. Leblond, P. Benech, P. Royer, P. Y. Kern and E. Lecoarer, "A SWIFTS operating visible and near-infrared", SPIE Astronomical Instrumentation à Marseille Proceeding of SPIE Volume 7010, 2008.
  - [CI25] J. Ferrand, G. Custillon, P. Benech, A. Morand and E. Lecoarer, "Calibration and data reduction of a Stationary Waves Integrated Fourier Transform Spectrometer (SWIFTS)", OSA/DH/FTS/HISE/NTM/OTA Vancouver, Canada, 2009.
  - [CI26] J. Boussey, S. Labau, E. Le Coarer, A. Morand, C. Cassagnettes, T. Gonthiez, " Fabrication of large arrays of metallic nanowires for integrated spectrometers by soft UV nanoimprint", 36th Conference on Micro and Nano Engineering, MNE2010, Genova-Italy, 19-22 sept. 2010.
  - [CI27] D. Bucci, B. Martin, A. Morand, "Study of propagation modes of bent waveguides and micro-ring resonators by means of the aperiodic Fourier modal method", Integrated Optics XIV à San Francisco, Proceeding of SPIE Volume 7597, 2010.

- [CI28] B. Martin, A. Morand, L. Jocou, P. Benech, G. Grosa, E. Le Coarer and P. Kern, "Realization of a NIR compact static Fourier transform spectrometer in glass integrated optics", Integrated Optics XIV à San Francisco, Proceeding of SPIE Volume 7604, 2010.
- [CI29] J. Ferrand, G. custillon, G. Leblond, F. Thomas, T. Moulin, E. Le Coarer, A. Morand, S. Blaize, T. Gonthiez and P. Benech, "Stationary Wave Integrated Fourier Transform Spectrometer (SWIFTS)", Integrated Optics XIV à San Francisco, Proceeding of SPIE Volume 7604, 2010.
- [CI30] R. Galland, F. Perraut, A. Morand, P. Benech, P. Pouteau, B. Jacquier, "Signal collection efficiency of planar optical waveguide sensors (POWS) ", biosensors 2010, glasgow.
- [CI31] S. Blaize, L. Arnaud, A. Bruyant, M. Renault, Y. Hadjar, G. Lerondel, P. Royer, G. Custillon, A. Morand, P. Benech and J. Ferrand, "Light scattering by a waveguide coupled nanowire optical antenna", Integrated Optics XV à San Francisco, Proceeding of SPIE Volume 7941, 2011.
- [CI32] A. Creux, A. Morand, P. Benech, B. Martin, G. Grosa, E. Lecoarer and P. Kern, "Compact static Fourier transform spectrometer in glass integrated optics in the NIR and visible domain", Integrated Optics XVI à San Francisco, Proceeding of SPIE Volume 8264, 2012.

### 3. Conférences internationales avec comité de lecture sans acte :

- [1] Taha Benyattou, Yohan Desieres, Régis Orobtcouk, Alain Morand, Pierre Benech, "Modelling of photonic band gap waveguide on suspended membrane", 9th International Workshop on Optical Waveguide Theory and Numerical Modelling à Paderborn, 2001
- [2] K. PhanHuy, D. Amans, A. Morand, P. Benech, "High efficiency design WGM cavity using the floquet-bloch formalism", OWTNM à Grenoble 2005.
- [3] R. Chatta, M. Zghal, M. Attia, A. Ajengui, R. Attia, A. Morand and P. Benech, "Modelling of optical filters for WDM systems based on 2D photonic crystal" OWTNM 2005 à Grenoble
- [4] I. Stefanon, S. Blaize, G. Lerondel, B. Martin, K. Phan Huy, D. Amans, A. Morand, P. Benech, J. Verbert, E. Hadji and J-M. Fedeli, "Ultra-high quality factor silicon on insulator microdisk resonator characterized by Optical near-field", Integrated Optics, Silicon Photonics and Photonic Integrated Circuits, à Strasbourg, 2006 (Présentation seulement)
- [5] B. Martin, A. Morand, P. Benech, G. Leblond, S. Blaize, G. Lerondel, P. Royer and E. Lecoarer, "2D numerical model of bent waveguide using RCWA and PML developed to simulate a spectrograph in integrated optics", XVI International Workshop on OWTNM, Copenhagen, April 27-28, 2007
- [6] A. Armaroli, A. Morand, P. Benech, G. Bellanca and S. Trillo, "3D modelling of microdisk resonators based on Fourier modal method", XVI International Workshop on OWTNM, Copenhagen, April 27-28, 2007
- [7] A. Morand, "Wavelength filter and add and drop based on microdisk and SOI substrate", MINAO 2007

### 4. Conférences nationales avec comité de lecture et avec actes :

- [CN1] Alain Morand, Smaïl Tedjini, Pierre Benech, Dominique Bosc, Alain Rousseau et Bertrand Loisel, "Conception d'un modulateur intégré à champ évanescent avec un polymère électro-optique bas-indice", Journées Nationales d'Optique Guidée à Nice, 28-30 Octobre 1996, pp. 264-266.
- [CN2] Célia Sanchez Perez, Alain Morand, Pierre Benech, Smaïl Tedjini, Dominique Bosc, "Réalisation d'un polariseur en optique intégrée sur verre avec un polymère biréfringent à  $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ ", Journées Nationales d'Optique Guidée à Marly-le-roi, 26-28 Octobre 1998, pp. 127-129.
- [CN3] Célia Sanchez Perez, Alain Morand, Pierre Benech, Smaïl Tedjini, Dominique Bosc, "Réalisation d'un polariseur en optique intégrée sur verre avec un polymère biréfringent à  $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ ", Journées Nationales d'Optique Guidée à Marly-le-roi, 26-28 Octobre 1998, pp. 127-129.
- [CN4] Olivier Jacquin, Alain Morand, Pierre Benech, "Etude d'un miroir à bandes interdites photoniques unidimensionnels", Journées Nationales de Microélectronique et d'Optoélectronique à Aussois, 15-17 Janvier 2001.
- [CN5] A. Morand, C. Robinson, Y. Désières, P. Benech et T. Benyattou, "Etude des pertes hors du plan d'un guide sur membrane à cristaux photoniques", Journées Nationales de Microélectronique et d'Optoélectronique à St Aygulf, septembre 2002.

- [CN6] Martin M., Benyattou T, Orobbtchouk R, Rooms F, Morand A, Schanen I, "Caractérisation par microscopie en champ proche optique de structure MMI", Journées Nationales d'Optique Guidée à Dijon, 23-25 Septembre 2002.
- [CN7] Rooms F, Morand A, Schanen I, " Réalisation d'un recombineur sans pertes pour trois télescopes travaillant dans le proche infra-rouge", Journées Nationales d'Optique Guidée à Dijon, 23-25 Septembre 2002.
- [CN8] K. Phan-huy, A. Morand, Y. Désières et P. Benech, " Couplage analytique 2D du couplage entre un microdisque et un guide", Journées Nationales d'Optique Guidée à Valence, Septembre 2003.
- [CN9] J. Verbert, T. Charvolin, V. Calvo, E. Picard, E. Hadji, K. Phan-Huy, A. Morand, " Microdisques Silicium et SiO<sub>2</sub> dopé Erbium", Journées Nationales d'Optique Guidée à Valence, Septembre 2003.
- [CN10] Rooms F, Morand A, Schanen I et J.P. Berger, " Nouvelle méthodes pour recombinaison 4 télescopes. Section fortement multimode en optique intégrée sur verre", Journées Nationales d'Optique Guidée à Valence, Septembre 2003.
- [CN11] A. Ajengui, A. Rabah, R. Chatta, A. Morand et P. Benech, " Modélisation d'un guide faiblement multimode à coeur réalisé à l'aide d'un cristal photonique unidimensionnel ", Journées Nationales d'Optique Guidée à Paris, pp. 337-339, 2004.
- [CN12] K. Phan-huy, A. Morand et P. Benech, " Etude du mode de galerie dans un microdisque denté 2D selon le formalisme de Floquet-Bloch", Journées Nationales d'Optique Guidée à Paris, 2004.
- [CN13] B. Martin, F. Bredillot, D. Amans, K. Phan Huy, J. Verbert, A. Morand, E. Hadji, J.-M. Fédéli et P. Benech, " Démonstration du multiplexage et du filtrage de longueurs d'ondes sur SOI à base de microdisques", Journées Nationales d'Optique Guidée à Chambéry, pp. 394-396, 2005.
- [CN14] I. Stefanon, S. Blaize, G. Lerondel, R. Bachelot, P. Royer, B. Martin, K. Phan Huy, D. Amans, A. Morand, P. Benech, J. Verbert, E. Hadji et J.-M. Fedeli, " Cartographie de champ dans des structures optiques intégrées sur Silicium par microscopie optique de champ proche interférentielle hétérodyne ", Journées Nationales d'Optique Guidée à Metz, 2006.
- [CN15] A. Ajengui, A. Morand, P. Benech, R. Attia, "Démultiplexeur en longueurs d'ondes à cristaux photoniques bidimensionnels", Journées Nationales d'Optique Guidée à Metz, 2006.
- [CN16] R. Galland, F. Perraut, A. Morand, T. Flahaut, A. Moulin, P. Pouteau, M. Cochet et B. Jacquier, " Utilisation de guides d'ondes pour améliorer les performances d'un capteur optique de fluorescence ", Journées Nationales d'Optique Guidée à Grenoble, 2007.
- [CN17] G. Leblond, I. Stefanon, S. Blaize, G. Lerondel, A. Bruyant, A. Morand, P. Benech, E. Lecoarer, P. Royer, " SWIFTS : Spectromètre de Fourier à ondes contra-propagatives ", Journées Nationales d'Optique Guidée à Grenoble à Grenoble, 2007.
- [CN18] B. Martin, A. Morand, P. Benech, G. Leblond, S. Blaize, G. Lerondel, P. Royer et E. Lecoarer, " Modélisation d'un spectrographe à boucle d'onde stationnaire en optique intégrée sur verre ", Journées Nationales d'Optique Guidée à Grenoble, 2007.
- [CN19] A. Morand, G. Custillon, P. Benech, E. Lecoarer, G. Leblond, S. Blaize, G. Lerondel et P. Royer, " Modélisation d'un spectromètre compact basé sur la transformée de Fourier d'ondes stationnaires en optique intégrée ", Journées Nationales d'Optique Guidée à Grenoble, 2007.
- [CN20] B. Martin, A. Morand, P. Benech, G. Grosa, E. Lecoarer et P. Kern, " Réalisation d'un spectromètre de Fourier statique compact LLIFTS en optique intégrée sur verre", Journées Nationales d'Optique Guidée à Lille, 2009.
- [CN21] A. Creux, A. Morand, P. Benech, B. Martin, G. Grosa, E. Lecoarer et P. Kern, "Caractérisation d'un spectromètre par transformée de Fourier compact en optique intégrée sur verre", Journées Nationales d'Optique Guidée à Marseille, 2011.

## 5. Conférences nationales sans actes :

- [1] A. Morand, Smaïl Tedjini, Pierre Benech, " Conception d'un modulateur électro-optique à champ évanescent en optique intégrée sur verre en utilisant un polymère à fort coefficient non-linéaire", 4<sup>ème</sup> Journées Nationales de Micro-Technologie à Besançon, 21 mars 1997, pp. 72.
- [2] A. Morand, P. Benech, "Etude des pertes hors du plan d'un guide à cristaux photoniques" , GDR Microcavités et Cristaux Photoniques à Montpellier, décembre 2001.
- [3] K. Phan-Huy, A. Morand, P. Benech et Y. Désières, "Etude analytique 2D du couplage entre

un mode de galerie d'un microdisque laser et le mode propre d'un microguide" , GDR Ondes à Orsay, novembre 2002.

- [4] A. Ajengui, A. Morand, P. Benech, "Guide d'ondes dont le coeur est réalisé à l'aide d'un cristal photonique 1D" , GDR Ondes à Orsay, juillet 2004.
- [5] K. Phan-Huy, B. Martin, D. Amans, J. Verbert, A. Morand, P. Benech, E. Hadji, J-M. Fedeli, "Réalisation d'un démultiplexeur en longueur d'ondes sur SOI", GDR Ondes à Marseille, juin 2005.
- [6] A. Morand, " La spectrométrie de Fourier intégré de la basse résolution spectrale (LLIFTS) à la haute résolution spectrale (SWFITS) ", GDR ondes mai 2010 à Lille, conférence invitée

## 6. Brevet international :

- [1] D. Bosc, P. Benech, S. Tedjini et A. Morand, "Modulateur électro-optique intégré hybride du type à effet Pockels", Brevet France Telecom, n°98 03901, 1998, extension US 6185033 Feb. 2001.
- [2] E. Le Coarer, P. Benech, S. Blaize, P. Kern, G. Léronnel, A. Morand, "Spectrographes à ondes contra-propagatives ",05/08429 déposé le 8 août 2005

## 7. Autres :

- [1] A. Morand, "Conception et réalisation d'un commutateur et d'un polariseur en optique intégrée sur verre avec un polymère électro-optique", thèse de doctorat de l'Université Joseph-Fourier, soutenue le 17 décembre 1998.
- [2] A. Morand, "Optimisation de la technologie d'échanges d'ions pour réaliser des filtres transversaux", rapport de DEA, Institut National Polytechnique de Grenoble, juin 1995.

## Annexe B

### 5 Publications représentatives des travaux présentés dans ce rapport

# Wavelength-scale stationary-wave integrated Fourier transform spectrometry

ETIENNE LE COARER<sup>1\*</sup>, SYLVAIN BLAIZE<sup>2\*</sup>, PIERRE BENECH<sup>3</sup>, ILAN STEFANON<sup>2</sup>, ALAIN MORAND<sup>3</sup>, GILLES LÉRONDEL<sup>2</sup>, GRÉGORIE LEBLOND<sup>2</sup>, PIERRE KERN<sup>1</sup>, JEAN MARC FEDELI<sup>4</sup> AND PASCAL ROYER<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, Université Joseph Fourier, CNRS, BP 53, F38041 Grenoble Cedex, France

<sup>2</sup>Laboratoire de Nanotechnologie et d'Instrumentation Optique, ICD, CNRS (FRE2848), Université Technologique de Troyes, BP 2060, 10010 Troyes, France

<sup>3</sup>Institut de Microelectronique Electronique et de Photonique, UMR INPG-UJF-CNRS 5130 BP 257, 38 016 Grenoble Cedex, France

<sup>4</sup>CEA-LETI, Minatec 17 rue des Martyrs F38054 Grenoble Cedex, France

\*e-mail: Etienne.Le-Coarer@obs.ujf-grenoble.fr; sylvain.blaize@utt.fr

Published online: XX XX 2007; doi:10.1038/nphoton.2007.138

Spectrometry is a general physical-analysis approach for investigating light–matter interactions. However, the complex designs of existing spectrometers render them resistant to simplification and miniaturization, both of which are vital for applications in micro- and nanotechnology, currently undergoing intensive research. Stationary-wave integrated Fourier transform spectrometry (SWIFTS)—an approach based on direct intensity detection of a standing wave resulting from either reflection (as in the principle of colour photography by Gabriel Lippmann) or counterpropagative interference phenomenon—is believed to be able to overcome this drawback. Here, we present a SWIFTS-based spectrometer relying on an original optical near-field detection method in which optical nanoprobe are used to sample directly the evanescent standing wave in the waveguide. Combined with integrated optics, we report a way of reducing the volume of the spectrometer to a few hundreds of cubic wavelengths. This is the first attempt, using SWIFT, to produce a very small integrated one-dimensional spectrometer suitable for applications where microspectrometers are essential.

In 1891, at the Académie des Sciences in Paris, Gabriel Lippmann<sup>1</sup> presented a beautiful colour photograph of the Sun's spectrum, obtained with his new photographic plate. Later, in 1894 (ref. 2), he published an article on how his plate was able to record colour information in the depth of photographic grainless gelatine and how the same plate after processing (development) could restore the original colour image merely through light reflection. He was thus the inventor of true interferential colour photography and received the Nobel Prize in 1908 for this breakthrough. Unfortunately, this principle was too complex to use. The method was abandoned a few years after its discovery, despite considerable investment by the Lumière brothers. One aspect of the Lippmann concept that was ignored at that time relates to spectroscopic applications. Within the context of micro-nanotechnology and miniaturization of spectroscopic equipment (currently the subject of intensive research<sup>3–6</sup>), it is now of interest to revisit the Lippmann concept. Early in 1933, Ives<sup>7</sup> proposed to use a photoelectric device to probe standing waves to make spectrometric measurements. More recently, in 1995, Connes<sup>8</sup> proposed to use the emerging new technology of detectors for three-dimensional Lippmann-based spectrometry. Following this, a first realization of a very compact spectrometer based on the micro-opto-mechanical system (MOEMS) was reported by Knipp *et al.*<sup>9</sup> in 2005, but it had a very limited spectral resolution.

Based on the same concept, but taking advantage of photonics and near-field optical technologies, we propose a new kind of

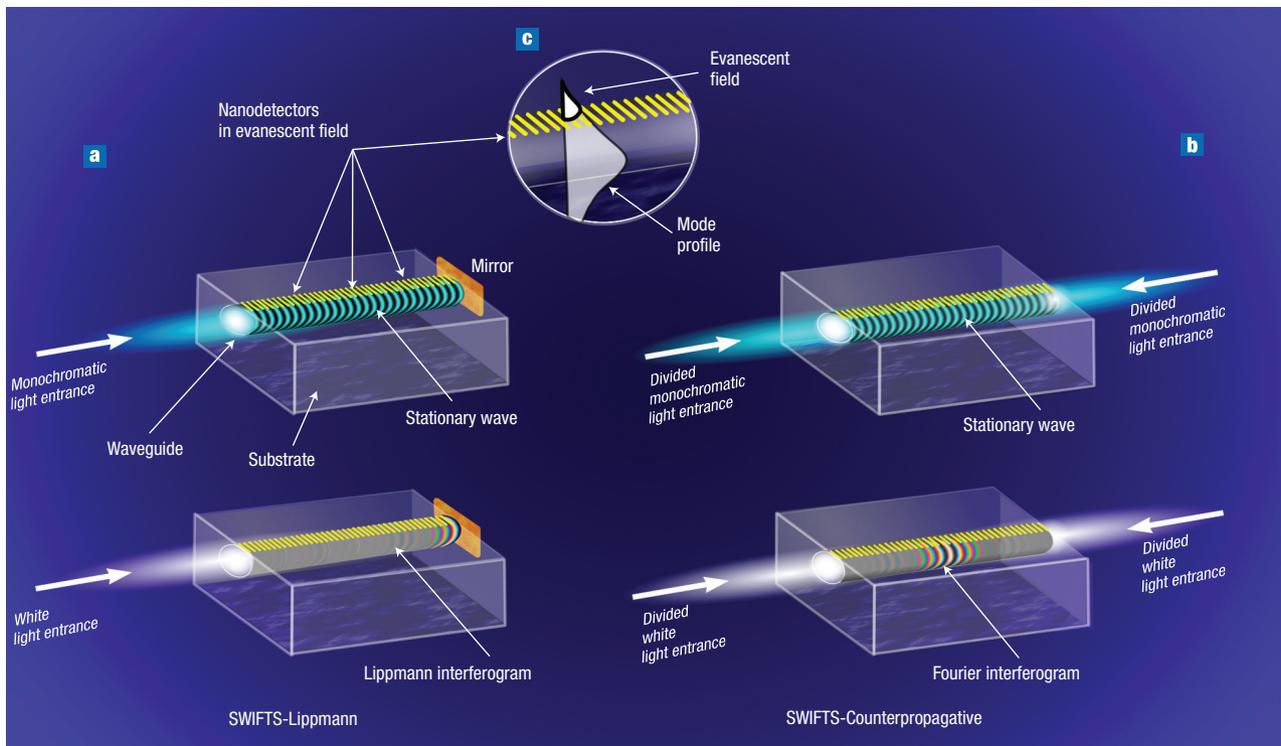
stationary-wave integrated Fourier transform spectrometer Q1 (SWIFTS), in which direct sampling of evanescent standing waves is achieved using a collection of optical nanoprobe.

## RESULTS

### SWIFTS PRINCIPLES

The principle of SWIFTS is shown in Fig. 1. Two configurations are proposed in which a direct near-field detection of confined standing waves is performed. The standing waves are issued either from a guided mode reflection as in Lippmann's principle of colour photography (Fig. 1a) or from interference of two counterpropagative modes (Fig. 1b).

In the first configuration (Fig. 1a), light is coupled into a single-mode waveguide terminated with a mirror. When reflected onto the mirror, the waves become stationary. Miniature localized detectors are placed in the evanescent field (Fig. 1c) of the waveguide mode in order to extract only a small fraction of the guided energy. This peripheral detection approach allows proper sampling of the standing wave using relatively small detectors in comparison with the quarter wavelength of the guided light. The interferogram resulting from white light illumination (Fig. 1a) bears Lippmann's name. Unlike a classical Fourier interferogram, Lippmann's interferogram starts at the surface of the mirror with a black null optical path difference fringe such that only one side of the fringe packet is detected. In this way, all the energy is



**Figure 1** Stationary-wave integrated Fourier transform spectrometry. **a**, In the Lippmann configuration, the forward propagating wave coupled in the waveguide is reflected on the mirror, leading to a stationary wave. If light is polychromatic, the sum of the stationary waves forms a Lippmann interferogram. **b**, For the counterpropagative configuration, the light is divided upstream of the spectrometer. If the OPD between the two beams is null, the white fringe of the Fourier interferogram will be located at the waveguide centre. It is sensitive to the phase shift. **c**, Schematic of the near-field detection of the guided mode using a collection of nanodetectors.

recovered using a minimum number of detectors. This method is therefore much like a spectrometer with simultaneous recorded Fourier transforms; that is, no moveable part is required to record the information needed to restore the spectrum.

The second SWIFTS configuration (Fig. 1b) is based on the same near-field detection idea, but, instead of using a mirror, the light is injected from both sides of the waveguide. A similar configuration has been proposed by Labeurie<sup>10</sup> for a data storage system, and is an extension of holography<sup>11,12</sup> or of a Sagnac interferometer<sup>13</sup>. In this configuration, the resulting interferogram is a typical symmetric Fourier interferogram (Fig. 1b), which, in contrast with the mirror configuration, is sensitive to the optical path difference. This type of spectrometer could therefore also be used in metrology.

Before addressing fabrication details and issues, we would first like to consider the typical characteristics that one would expect in spectrometers based on the SWIFTS concept. These relate to spectral resolution, efficiency and bandwidth. As in classical Fourier spectrometry, the spectral resolution achieved by SWIFTS is given by the length of the detected interferogram:  $R = \lambda/\Delta\lambda = 2nL/\lambda$ , where  $n$  is the effective refractive index of the waveguide,  $\lambda$  is the wavelength,  $\Delta\lambda$  is the wavelength resolved by the spectrometer, and  $L$  is the length of the waveguide probed by the local detectors. In a single-mode waveguide, the spectral resolution is only limited by the optical length ( $nL$ ). Hence, the SWIFTS spectrometer has no intrinsic limitation in resolution. For example, a SWIFTS spectrometer based on an optical waveguide including detectors placed over a length of 1 cm ( $10^7$  nm), would allow for a spectral resolution of about  $R = 40,000$  (15 pm) at a 600-nm wavelength.

Connes<sup>4</sup> has already noted that an ideal Lippmann plate efficiency can exceed 63%. Here, we theoretically and numerically demonstrate that an optimal efficiency of 74% can be obtained with SWIFTS, assuming that each detector has an ideal quantum efficiency and extracts exactly the same amount of energy  $\eta_{loc} = 1/N$ , where  $N$  is the total number of detectors (see Supplementary Information for a theoretical demonstration). **Q3**

Finally, the recoverable spectral range is ruled by two parameters: the sampling interval (that is, the physical distance between two consecutive detectors) and the spectral range in which the waveguide remains single-mode. With a sampling interval satisfying the Nyquist criterion, the recoverable spectral range is typically 400–500 nm for asymmetric waveguides at 1,550 nm, even more for symmetric waveguides and photonic crystal waveguides.

#### DESIGN AND CONSTRUCTION

It is clear that to be fully efficient, SWIFTS depends on the development of nanodetectors, which are not readily available as yet. For a very first demonstration, an intermediate solution based on light scattering was developed. The idea was to use nanometric scattering centres (see Supplementary Information) **Q3** deposited on the waveguide surface to extract the stationary field from the waveguide and thus make far-field detection possible, using two-dimensional planar detectors. As we cannot use a detector array with a pitch equal to the quarter wavelength over a wide spectral domain, the Shannon's sampling criterion cannot be satisfied. However, if the spectral range is relatively small, the restoration of the spectrum still remains possible. This is known

in Fourier spectrometry as the undersampling technique. For this first demonstration, the counterpropagative structure was chosen (Fig. 1b). In addition to being sensitive to the optical path difference, this configuration avoids the technical problem of having to place a detector very close to the mirror.

In the following section, in order to validate the SWIFTS concept we will first focus on the probing of the interferogram inside a waveguide by means of scattering scanning near-field optical microscopy. The possibility of using nanometre-scale dots to image the interferogram will also be addressed and demonstrated. Hence we will show how a chain of nanowires can give a snapshot of the interferogram and thus allow recovery of the spectrum of an optical source.

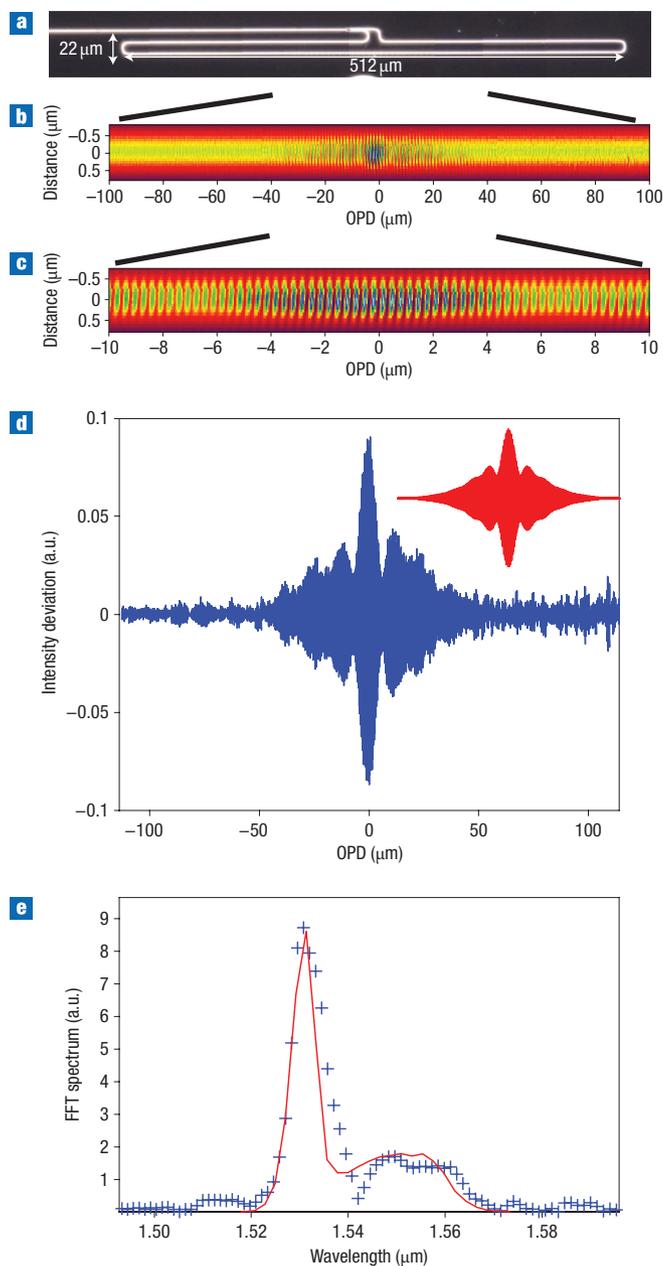
#### PROBING THE INTERFEROGRAM INSIDE THE WAVEGUIDE

The counterpropagative structure shown in Fig. 1b was fabricated using CMOS photonics technology. The silicon-on-insulator (SOI) substrate (200-mm wafer manufactured by Soitec) used in this study was composed of a monocrystalline silicon layer with a typical thickness of 200 nm on top of a 1- $\mu\text{m}$ -thick buried oxide layer on a silicon substrate. After a silica hard-mask deposition, the structure pattern was defined by means of a 193-nm-deep UV lithography followed by hard-mask etching and photoresist stripping. The pattern was transferred to the silicon layer by means of a HBr dry-etching process. The entire waveguiding structure was then covered by a 700-nm-thick cap layer of silica deposited by plasma-enhanced chemical vapour deposition. A chemical-mechanical polishing process was used to etch the capping layer until the planar structure had a uniform thickness of 100 nm.

An optical view of the full-size component, taken at the end of the process, is shown in Fig. 2a. Its principal feature is a loop. The incoming light is introduced from the left side of the component into a straight single-mode waveguide using a lensed fibre. To obtain single-mode waveguides along a 1.5–1.6  $\mu\text{m}$  wavelength range, a waveguide width of 500 nm was defined on the mask. A multimode interference splitter (MMI) was used to couple the light equally into the loop. The central fringe (also called the white fringe) of the interferogram is found where the optical path difference (OPD) is cancelled, that is, in the loop waveguide at an equal distance from the MMI outputs.

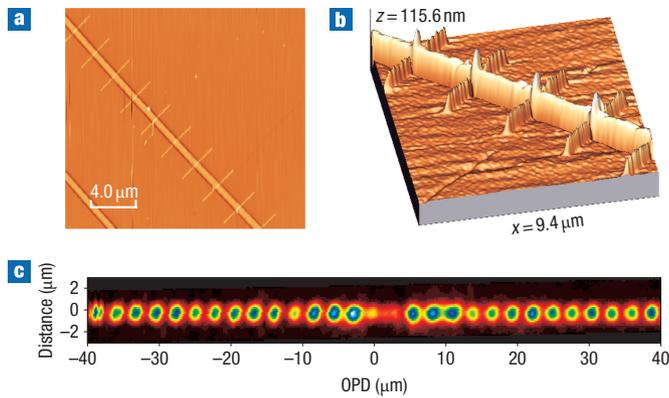
In a preliminary study, the device was characterized using a scattering-type scanning near-field optical microscope<sup>14</sup> (s-SNOM), which allows probing of the optical near field of the waveguides with nanometre resolution. A commercial erbium-amplified spontaneous emission (ASE) light source was used to couple the light into the waveguide. The broadband spectrum of this source, in the telecom C-band centred around 1.55  $\mu\text{m}$ , was sufficient to demonstrate the stationary phenomenon that forms in the loop.

The optical image shown in Fig. 2b was obtained using a numerical stitch of nine s-SNOM individual  $50 \times 50 \mu\text{m}^2$  scans in order to get a  $50 \times 220 \mu\text{m}^2$  total scanned window centred on the white fringe position. As expected, the stationary nature of the guided field is revealed in the image as vertical lines (Fig. 2c). Furthermore, the zero OPD can be localized where the standing wave visibility is maximal. The interferogram profile extracted from the s-SNOM image is shown in Fig. 2e. Both measured (blue) and theoretical (red) stationary field intensity profiles are plotted in arbitrary units of intensity deviation for a better assessment. As the counterpropagative device acts as a Fourier transform spectrometer, the incoming light spectrum is recovered by computing the discrete Fourier transform of the stationary field profile. The result is shown in Fig. 2d. The spectrum, that is, the Fourier transform of the interferogram, is compared with



**Figure 2** s-SNOM observation of an interferogram in a waveguiding structure. **a**, Top optical view of the interferometric component. The light of the ASE source is introduced into the guide and divided into two parts by an MMI, and propagates in opposite directions. The central fringe of the interferogram is equidistant from the MMI outputs. **b**, s-SNOM intensity image of the interferogram inside the component. **c**,  $20 \times 1.5 \mu\text{m}^2$  enlarged image of the image in **b**, where the central fringes appear as fine vertical features. **d**, Measured (blue) and theoretical (red) interferogram profiles. **e**, Reconstructed spectrum in blue is compared to the manufacturer's ASE spectrum (red).

the spectrum of the reference source (ASE) obtained with an optical spectrum analyser. The spectra are very similar. Some slight differences are attributed to stitching uncertainties in the individual s-SNOM scans. It is worth noting that only the total length of the scan limits the spectral resolution of the experiment. Presently, with a scan length of  $L = 2 \times 110 \mu\text{m}$  around the central fringe, a spectral resolution  $R = \lambda/\Delta\lambda = 2nL/2\lambda = 323$  can be obtained, leading to  $\Delta\lambda$  of 5 nm.



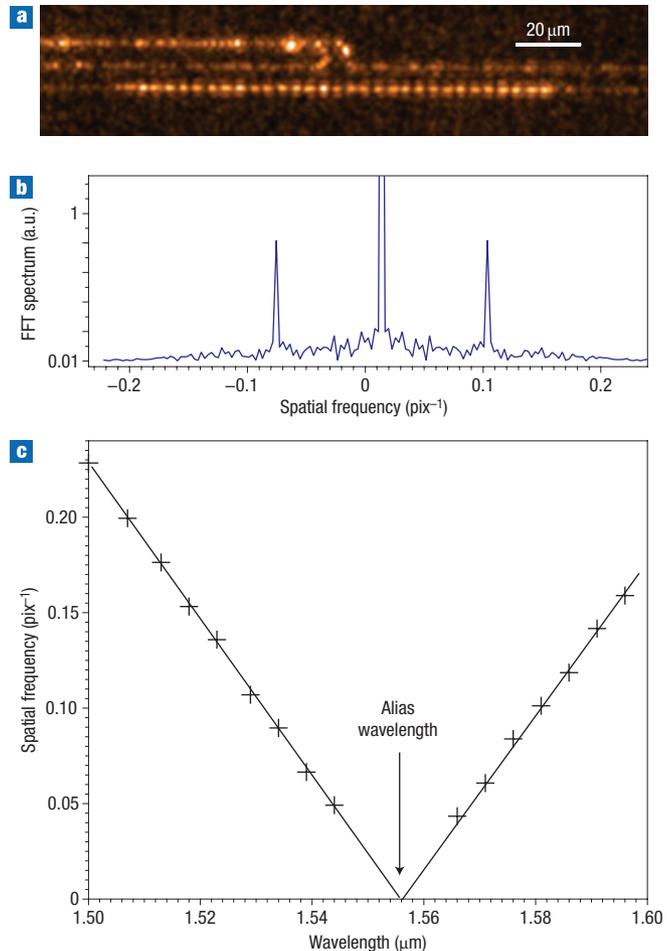
**Figure 3** Nanowire structures. **a**, AFM topography image of the nanostructured waveguide surface showing nine  $4\ \mu\text{m} \times 50\ \text{nm}$  lithographic gold stripes crossing the silicon waveguide. **b**, Topographical three-dimensional view. **c**, Far-field image of the ASE stationary field sampled by the 29 gold nanowires. The image is centred on the central fringe.

#### TOWARDS THE NANOSTRUCTURED DEVICE

Although SNOM tips are ideal probes with which to sample the stationary field with nanometre resolution<sup>15</sup>, they are not compatible with the idea of compact integrated and monolithic optical devices. Therefore, in order to provide a parallel and motionless detection of the stationary field, we propose the use of distributed nanometre-scale light-scattering defects embedded in the waveguide near field. For that purpose, a comb of 79 gold nanowires, made by e-beam lithography and a lift-off process, was deposited along the waveguide. Each nanowire orientated perpendicular to the waveguide has the following properties. First, it is sufficiently long ( $4\ \mu\text{m}$ ) to interact with the total transverse field. Second, it is narrow enough ( $0.05\ \mu\text{m}$ ) to be considered as a point source scattering the light of the stationary field at a precise position. Finally, it is thin enough ( $0.05\ \mu\text{m}$ ) to keep the volume small, and only a small part of the field is scattered, without disturbing the interferogram.

As shown by the atomic force spectroscopy (AFM) topography image in Fig. 3a,b, the crossing wires are arranged periodically with a pitch of  $2.7\ \mu\text{m}$ . As the wires follow the initial rib Si waveguide topography, the wires look like a comb of equidistant pillars along the waveguide. Figure 3c is a far-field image of the ASE stationary field sampled with the nanostructured waveguide. This image is the result of the scattering of 29 consecutive gold nanowires centred on the white fringe. Each light-scattering defect is well resolved. Clearly, one can see that the detected signal is not perfectly symmetric from the zero OPD point. This is most probably due to a slight inconsequential misalignment between the central metallic wire and the white fringe maximum.

For calibration purposes, the device was then characterized in the far field with a microscope objective, an InGaAs infrared camera and a single-mode continuous-wave (CW) tuneable Er laser. Figure 4a shows a snapshot of the scattered light at a wavelength of  $1,510\ \text{nm}$ . By computing the Fourier transform of the longitudinal profile of the sampled interferogram, one obtains the laser light spectrum (Fig. 4b). This experiment gives an accurate calibration of the relation between the absolute wavelength and the measured spatial frequency. The process can be repeated for the entire laser tuning range to obtain the curve in Fig. 4c.

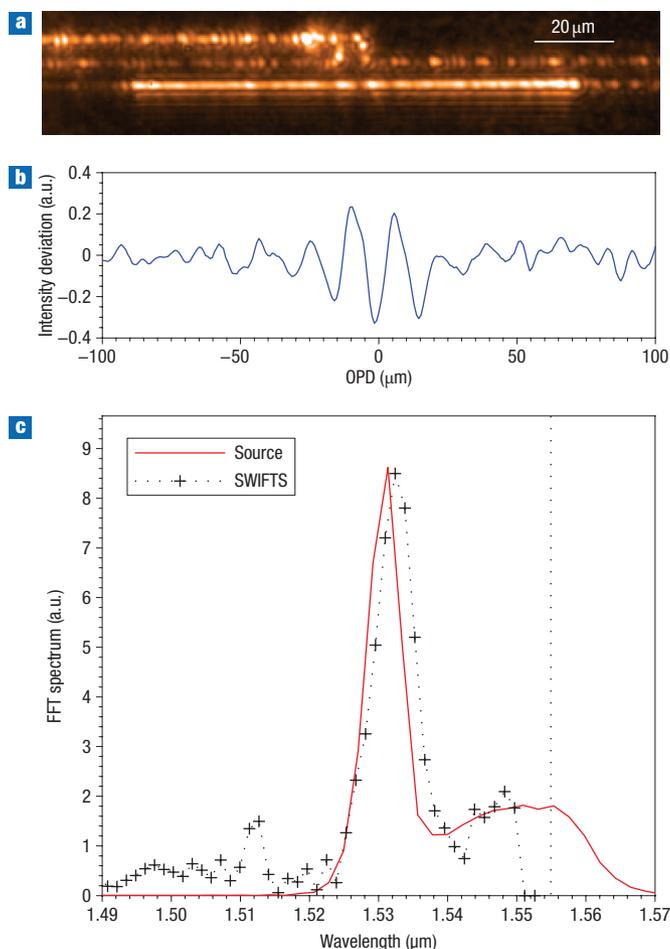


**Figure 4** Monochromatic illumination. **a**, Image of the central part acquired with an infrared microscope. Tuneable laser fringes are seen as a chain of dots. **b**, Fourier transform of the recorded profile along the section of waveguide on which gold nanowires have been deposited. The spatial frequency can be precisely deduced from the two symmetric peaks around a truncated continuum central peak. **c**, Plot of the spatial frequency versus the wavelength showing the aliasing effect. An alias wavelength at  $1.55\ \mu\text{m}$  corresponds to a  $2.7\text{-}\mu\text{m}$  nanowire spacing with an effective refractive index of 2.301.

The wavelength limits of the recoverable spectrum can be found by applying the bandpass sampling theory<sup>16</sup>. For a stationary wave with spatial frequencies  $f = 2n_{\text{eff}}(\lambda)/\lambda$  lying in the range  $[f_{\text{min}}, f_{\text{max}}]$ , and a sampling frequency  $m$  times lower ( $m$  is an integer) than the Nyquist frequency  $f_N = 2f_{\text{max}}$ ,  $dz$  is the distance between two nanowires. We obtain:

$$\begin{cases} \lambda_{\text{min}} = \frac{4n_{\text{eff}}(\lambda_{\text{min}})}{f_N} = \frac{4n_{\text{eff}}(\lambda_{\text{min}}) dz}{m} \\ \lambda_{\text{max}} = \frac{n_{\text{eff}}(\lambda_{\text{max}})}{n_{\text{eff}}(\lambda_{\text{min}})} \frac{m}{(m-1)} \lambda_{\text{min}} \end{cases}$$

As a consequence, any component of a sampled signal with a wavelength outside these limits, often referred to as the aliasing window, is subject to folding. This is clearly observed in Fig. 4c; wavelengths above  $1,555\ \mu\text{m}$  are folded into the aliasing window. Furthermore, the measurement of the alias wavelength leads to the value of the undersampling factor  $m = 17$ . The sampling factor being a constant, this means that by measuring the



**Figure 5** Polychromatic illumination. **a**, Microscopic image taken with an infrared camera. The periodic dashed lines in Fig. 4 are replaced by the erbium fluorescence undersampled interferogram. **b**, Extracted interferogram over 200  $\mu\text{m}$  around the central fringe. **c**, Reconstructed (crosses) spectrum, limited to long wavelengths by the aliasing windows, compared to the reference spectrum (red line) recorded with a spectrum analyser.

position of the peak for each wavelength in the tuneable laser range, the dispersion relation of the waveguide  $n_{\text{eff}}(\lambda)$  can be retrieved. For polychromatic measurements a dispersion correction is needed, and this procedure enables us to calibrate the SWIFTS spectrometer. The spectrum shown in Fig. 4c has been corrected for the effective refractive index dispersion.

Finally, the SWIFTS spectrometer was tested with an Er-ASE broadband source. The results are depicted in Fig. 5. The near-infrared (NIR) camera snapshot is shown in Fig. 5a. The stationary-wave profile sampled by the gold wires is shown in Fig. 5b. The spectrum recovered after calibration is plotted as a dotted line in Fig. 5c, in contrast with the reference spectrum (red line) obtained from a spectrum analyser. The erbium fluorescence spectrum is well recovered up to the alias wavelength. This experimental result is very promising, in particular if one takes into account the defects (only surface scattering) inherent to a first realization. However, a small unexpected bump is visible on the left side of the spectrum. This is probably due to a mismatch between the interferogram sampling interval and the CCD pitch and could be removed by an appropriate choice of optical system magnification. Further work is required to fully understand this effect.

## DISCUSSION

The Lippmann concept of spectroscopy based on the Fourier transform has never been efficiently exploited until now. In this paper, a near-field method to probe the interferogram within a waveguide has been proposed and demonstrated. The concept was first validated using a scanning near-field optical microscope. A first step towards a fully integrated spectrometer has been made by local deposition of gold nanowires on the waveguide surface. Gold nanowires were spaced 3  $\mu\text{m}$  apart in order to allow for far-field probing using a simple CCD. With this structure it is clearly demonstrated that small gold wires are able to both scatter the light and sample the interferogram, allowing its detection.

The nanostructured waveguide we have developed can be seen as precursor to a new generation of spectrometers. This 1-mm device has a spectral resolution of 4 nm over a working spectral range of 96 nm centred on 1,500 nm. At this stage, a comparison with state-of-the-art integrated optical microspectrometers is untimely. However, it is important to emphasize that the SWIFTS concept opens a route to very compact spectrometers with valuable features: high resolution, instantaneous measurement and no requirement for any moveable or tuneable parts. This has to be compared with classical Fourier transform spectrometry (FTS)<sup>17,18</sup>, for which either the interferogram is sequentially recorded or statically projected onto a two-dimensional detector array.

Further developments lie in using existing detectors arrays directly placed in the vicinity of the scattering centres. Fully integrated SWIFTS spectrometers will become manufacturable but with a limited efficiency. In future, the ultimate development will consist in replacing the gold nanowires with specially designed detectors set every quarter of the standing wavelength. This will also enlarge the spectral bandwidth of the fully integrated spectrometer within the limitation of the single-mode operation of the waveguides. It is worth mentioning here that a few of these nanoscale detectors already exist, such as the superconducting single-photon detector (SSPD)<sup>19</sup> and carbon or silicon nanotubes.

Finally, it has to be stressed that SWIFTS not only makes spectroscopic instruments more robust and cheaper through the use of integrated technologies, but it is also a general concept that paves the way for a number of applications in optics where microspectrometers are essential, such as space-borne spectrometry, metrology, endoscopy, gas and chemical sensors, colour photography and parallel spectral imaging.

Received 6 December 2006.

Q4

## References

- Lippmann, G. La photographie des couleurs. *CRAS (Paris)* **112**, 274–275 (1891).
- Lippmann, G. Sur la théorie de la photographie des couleurs simples et composées, par la méthode interférentielle. *CRAS (Paris)* **118**, 92–102 (1894).
- Rommelueure, S. et al. Microspectrometer on a chip (MICROSPOC): first demonstration on a 320 × 240 LWIR HgCdTe focal plane array. Infrared Technology and Applications XXX. *Proc. SPIE* **5406**, 170–177 (2004).
- Wolffenbuttel, R. F. MEMS-based optical mini- and microspectrometers for the visible and infrared spectral range. *JMiMi* **15**, S145–S152 (2005).
- Bland-Hawthorn, J. & Horton, A. Instruments without optics: an integrated photonic spectrograph, ground-based and airborne instrumentation for astronomy. *Proc. SPIE* **6269**, 62690N-1-14 (2006).
- Froggatt, M. & Erdogan, T. All fiber wavemeter and Fourier-transform spectrometer. *Opt. Lett.* **24**, 942–944 (1999).
- Ives, H. E. Standing light waves, repetition of an experiment by Wiener, using a photoelectric probe surface. *J. Opt. Soc. Am.* **23**, 73–83 (1933).
- Connes, P. & Le Coarer, E. 3-D spectroscopy: The historical and logical viewpoint. *IAU Colloquium N 149*, Marseille, 22–25 March, 38–49 (1994).
- Knipp, D. et al. Silicon-based micro-Fourier spectrometer. *IEEE Trans. Electron. Devices* **52**, 419–426 (2005).
- Labeyrie, A., Huignard, J. P. & Loiseaux, B. Optical data storage in microfibers. *Opt. Lett.* **23**, 301–303 (1998).
- Gabor, D. A new microscopic principle. *Nature* **161**, 777–778 (1948).
- Denisyuk, Y. N. On the reproduction of the optical properties of an object by the wave field of its scattered radiation. *Opt. Spectrosc.* **15**, 279–284 (1963).

Q5

13. Sagnac, G. Sur la preuve de la réalité de l'éther lumineux par l'expérience de l'interférographe tournant. *CRAS (Paris)* **157**, 708–710, 1410–1413 (1913).
14. Stefanon, I. *et al.* Heterodyne detection of guided waves using a scattering-type optical near-field microscope. *Opt. Express* **13**, 5554–5564 (2005).
15. Bruyant, A. *et al.* Local complex reflectivity in optical waveguides. *Phys. Rev. B* **74**, 075414-1 (2006).
16. Lyons, R. G. *Understanding Digital Signal Processing: Periodic Sampling* (Prentice Hall, 2004).
17. Stroke G. W. & Funkhouser, A. T. Fourier-transform spectroscopy using holographic imaging without computing and with stationary interferometers. *Phys. Lett.* **16**, 272–274 (1965).
18. Junttila, M. L., Kauppinen, J. & Ikonen, E. Performance limits of stationary Fourier spectrometers. *J. Opt. Soc. Am. A* **8**, 1457–1462 (1991).
19. Kadin, A. M. & Johnson, M. W. Nonequilibrium photon-induced hotspot: A new mechanism for photodetection in ultrathin metallic films. *Appl. Phys. Lett.* **69**, 3938–3940 (1996).

#### Acknowledgements

The authors thank S. Kostchev for the e-beam patterning of the scatters at the waveguide surface, A. Chalabaev and A. Bruyant for fruitful discussions, and G. Duvert for the SWIFTS's acronym.

This work was partially supported by the Centre National des Etudes Spatiales (CNES) and the Région Champagne Ardennes, and is part of the strategic research programme on 'Optical standing waves spectrometers and sensors' of the Université de Technologie de Troyes (UTT). Correspondence and requests for materials should be addressed to E.L.C. or S.B. Supplementary information accompanies this paper on [www.nature.com/naturenanotechnology](http://www.nature.com/naturenanotechnology).

#### Author contributions

#### Competing financial interests

The authors declare no competing financial interests.

Reprints and permission information is available online at <http://npg.nature.com/reprintsandpermissions/>

Q6

Q7

# Design of a compact static Fourier transform spectrometer in integrated optics based on a leaky loop structure

Bruno Martin,<sup>1,\*</sup> Alain Morand,<sup>1</sup> Pierre Benech,<sup>1</sup> Gregory Leblond,<sup>2</sup> Sylvain Blaize,<sup>2</sup> Gilles Lerondel,<sup>2</sup> Pascal Royer,<sup>2</sup> Pierre Kern,<sup>3</sup> and Etienne Le Coarer<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Institut de Microélectronique Electromagnétisme et Photonique et le Laboratoire d'Hyperfréquences et de Caractérisation, 3 parvis Louis Néel BP 256, 38016 Grenoble CEDEX 1, France

<sup>2</sup>Laboratoire de Nanotechnologie et d'Instrumentation Optique, 12 rue Marie Curie BP 2060, 10010 Troyes, France

<sup>3</sup>Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble, BP 53, 38041 Grenoble CEDEX 9, France

\*Corresponding author: martin@minatec.inpg.fr

Received July 16, 2008; revised November 7, 2008; accepted November 18, 2008;  
posted November 24, 2008 (Doc. ID 98968); published January 14, 2009

A compact static Fourier transform spectrometer for integrated optics is proposed. It is based on a plane leaky loop structure combined with a plane waveguide. The interference pattern produced in the loop structure leaks outside of it and is guided in the plane waveguide to the photodetector array. This configuration allows one to control the shape of the field pattern at the end of the plane waveguide. A large fringe pattern with a high interference fringe contrast is obtained. A two-dimensional model based on an aperiodic Fourier modal method is used to modelize the coupling between the bent and the plane waveguides, completed with the Helmholtz–Kirchhoff propagation. This concept gives access to planar and compact spectrometers requiring only a single low-cost realization process step. The simulation has been done to realize a spectrometer in glass integrated optics ( $\Delta\lambda=6.1$  nm at 1500 nm). © 2009 Optical Society of America  
OCIS codes: 120.6200, 300.6190, 130.0130, 130.3120, 230.3120.

A Fourier transform spectrometer (FTS) is an interferometer where a Fourier transform is applied to the interference pattern of a radiation to obtain its spectrum. Recent developments in micro-electromechanical systems technology have reached to highly integrated and compact scanning spectrometers [1]. This kind of spectrometer needs only one photodetector but suffers from its mobile parts. To overcome this problem, static Fourier transform spectrometers (SFTSs) without mobile parts have been developed [2]. Although it needs a photodetector array instead of one photodetector, an STFS measures the spectrum of the radiation in a single step.

We propose a structure derived from the classical two Young's holes interferometer. This approach allows us to combine two beams in the free space that can interfere together. If we are able to measure a fringe interference pattern in a transversal plane with a photodetector array, the signal spectrum is then obtained by the inverse Fourier transform of the fringe. Therefore, the spectral resolution depends in this case on the number of fringes or the length of the fringe pattern measured. In the past, a configuration was proposed in integrated optics giving instantaneously the interference fringe [3], but the envelope of the fringes is often not sufficiently large to obtain high spectral resolution or it is not independent enough of the wavelength to achieve the spectrometer function. The idea of the leaky loop integrated Fourier transform spectrometer (LLIFTS) is to increase both the number of these fringes improving the envelope of the interference fringe pattern and to keep a high fringe contrast also.

For this purpose, we propose the integrated structure shown in Fig. 1. The light is first divided equally into two straight waveguides then joined together

thanks to a loop structure. In each bend waveguide of the loop, the light leaks from the waveguide to induce an interference pattern outside. Second, a plane waveguide is added symmetrically close to the external side of the bent waveguides. The evolution of the gap between the bent waveguide and the plane waveguide permits one to control the radiated field amplitude leaking outside with a specific direction. By this way, at the end of the plane waveguide, the position, the width, and the shape of the radiated field amplitude pattern are controlled to approach an ideal large shape close to a gate centered on the symmetric axis of the structure. As the structure is symmetric, the superposition of the two shapes issued from the two bent waveguides allows us to have a high fringe contrast. A photodetector array far from the loop structure on the edge of the planar waveguide can detect the light butt-coupled. Its pitch sets the length of the plane waveguide to obtain a fringe spatial period sufficiently large to be sampled respecting the Shannon criteria, and its length sets the size of the shape interference fringe pattern. As all of the elements of this structure are planar, its makes the realization simple with only one classical photolithography process step, and no free space measurement is needed in making the component compact.

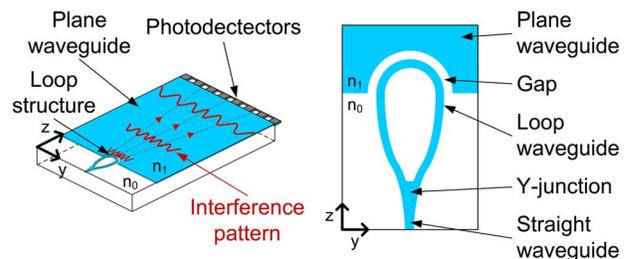


Fig. 1. (Color online) Scheme of the LLIFTS.

For designing the structure, a two-dimensional model has been computed, using the effective index method [4], to reduce the three-dimensional problem to a two-dimensional problem. The purpose of this model is to simulate the effect of the parameters of the structure on the interference pattern. The waveguides are modeled with a step refractive index distribution. The parameters are the refractive index contrast, the width of the waveguides, the radius of the loop waveguide, the position of the planar waveguide with respect to the loop waveguide, and the position of the photodetectors in respect to the center of the loop waveguide. The model consists of two main parts: the application of an aperiodic Fourier modal method (AFMM) [5] in the conformal exponential map and the application of the Helmholtz–Kirchhoff theorem. The loop waveguide is defined by a refractive index  $n_1$  in a substrate of refractive index  $n_0 < n_1$  and a radius  $R$ . It is easier to apply the AFMM in a straight waveguide structure. Thus, we represent the loop waveguide in a conformal exponential map. Indeed, a bent waveguide with a step refractive index distribution in the original map  $(y, z)$  is equivalent to a straight waveguide with an exponential refractive index distribution in the conformal exponential map  $(u, v)$ . Moreover, the planar waveguide can also be represented by this conformal mapping as well as the evolution of the gap along the bent waveguide. Figure 2 illustrates this conformal mapping.

The AFMM consists of solving the Helmholtz equation in the Fourier plan. For this reason, we artificially reproduce the simulation zone or cell shown in Fig. 2 all along the  $u$  axis with a certain period. In the conformal map, the refractive index function increases with  $u$ , and it involves the electromagnetic field to leak outside the simulation cell. To avoid the perturbation from one cell to the other cell, perfectly matched layers (PMLs) are added between each simulation cell. These PMLs are defined by a constant absorbing coefficient in the conformal map. Their purpose is to absorb the transmitted field and to cancel the reflected field making possible the modalization of an aperiodic structure.

Once the field simulated along an arc is far enough from the loop structure, we assume that we have only radiated modes and we apply the Helmholtz–Kirchhoff theorem [6] to simulate the far electromagnetic field. To apply this theorem, we define the simulation area demarcated by the base of the planar waveguide, the arc previously introduced, and the boundaries infinitely far from the loop structure in

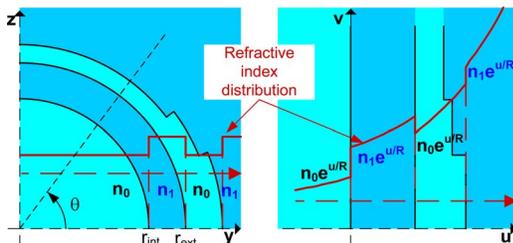


Fig. 2. (Color online) Conformal mapping of the loop structure.

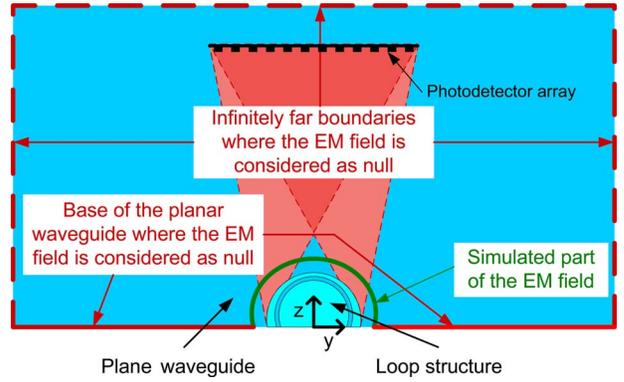


Fig. 3. (Color online) Application of the Helmholtz–Kirchhoff theorem.

the planar waveguide. These boundaries are illustrated in Fig. 3.

The field is nonnull along this arc and is null for the other boundaries. Then the Helmholtz–Kirchhoff theorem is applied in this area, imposing that all of the field has to entirely leak outside the loop structure in the  $z$  direction. Thus, we simulate the interference pattern detected by the photodetector array.

To compute the spectrum from the interference pattern detected on the photodetector array and considering the geometry of the spectrograph, it is obvious that a simple discrete Fourier transform will not be sufficient. An adapted Fourier transform that takes into account the effect of the loop structure has been computed. The interference pattern  $s(y)$  detected on the linear photodetector array can be expressed as follows:

$$s(y) = \sum_{n=-N}^{n=N} s(n\Delta_y) \delta(y - n\Delta_y), \quad (1)$$

where  $2N+1$  is the number of photodetectors and  $\Delta_y$  is the pitch of the photodetector array. The idea is to consider the substitution  $\phi = -\arctan(y/L)$ , where  $L$  is the minimal distance between the center of the loop structure, and the photodetector array and to apply the Fourier transform on the function  $s: \phi \rightarrow s(\phi)$ . The adapted Fourier transform  $S$  is

$$S(\sigma_f) = \sum_{n=-N}^{n=N} s(n\Delta_y) \frac{e^{2i\pi\sigma_f \arctan(n\Delta_y L^{-1})}}{L(1 + (n\Delta_y L^{-1})^2)}, \quad (2)$$

where  $\sigma_f$  is the wavenumber of the interference pattern.

The parameters of the simulation are chosen to design a glass integrated optics demonstrator using a silver ion exchange [7]. The aim of these simulations is to obtain an intensity pattern on the photodetector

Table 1. Structure Parameters

Bent	Gap	AFMM
$n_1 = 1.515$	$\theta_0 = -22.5^\circ$	200 harmonics
$n_2 = 1.547$	$\theta_1 = 9^\circ$	20 sections
$r_{\text{int}} = 350 \mu\text{m}$	$\text{gap}_0 = 3 \mu\text{m}$	Cell period
$r_{\text{ext}} = 354 \mu\text{m}$	$\text{gap}_1 = 0 \mu\text{m}$	$= 29 \mu\text{m}$

array with an interesting envelope. The parameters of the structure are shown in Table 1. The insertion losses as the propagation losses around 2 dB, the photodetector butt-coupling losses, and the fiber-waveguide coupling are not taken into account. The fiber-waveguide coupling is low [8]; therefore, the coupling efficiency with an incoherent light source is reported as the input fiber coupling case [9].

The field polarization is TE. The interference pattern is detected at 3 cm from the center of the loop structure involving a zoom factor of about 86 on the interference pattern shown in Fig. 4 at the input signal wavelength  $\lambda = 1560$  nm. Close to the position of the symmetry axis, the fringe period enlarged is nearly constant. A high modulation depth is observed as expected. The simulated interference pattern is then sampled on a photodetector array of 1024 elements with a pitch of  $20 \mu\text{m}$ . Finally, the adapted Fourier transform is applied on the interference pattern. Figure 5 shows the spectra from different monochromatic signals versus the fringe spacing of the interference pattern at the end of the component  $\lambda_f = L\sigma_f^{-1}$ . The excitation signal is the fundamental mode of the straight waveguide.

For each wavelength, two peaks are observed, where a single one was expected. This peak is due to the excitation of a higher-order leaky mode in the bent waveguide. In a straight waveguide, the first mode is symmetric and is localized at the center of the waveguide. In a bent waveguide, this first mode is not symmetric and is slightly shifted to the outside of the curvature. To excite only this first mode in the bent waveguide and to avoid exciting the higher order leaky mode, the two first modes of the straight and bent waveguides have to match themselves. Thus, shifting the straight waveguide before the curvature decreased the second peak observed in the spectra is shown in Fig. 5. Simulations have been performed where the straight waveguide is shifted 600 nm from the bent waveguide and is shown in Fig. 5. The side lobes should be avoided if the coupling design will be adiabatic. However, following the waveguide dispersion, this propriety would be right for a small wavelength range.

To conclude, we have demonstrated the feasibility of an LLIFTS with a resolution of  $\Delta\lambda = 6.1$  nm at

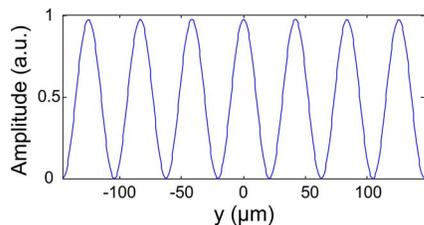


Fig. 4. (Color online) Simulated spectra from different monochromatic excitation signals.

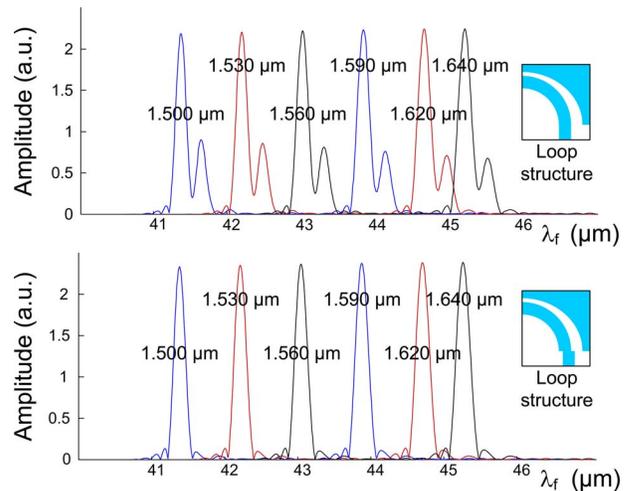


Fig. 5. (Color online) Simulated spectra from different monochromatic excitation signals. The upper figure considers a straight waveguide aligned to the bent one. The lower figure considers a shift of the straight waveguide.

1500 nm to  $\Delta\lambda = 7.3$  nm at 1640 nm. The bandwidth shown here is not strictly limited to 140 nm but by the single-mode condition of the waveguide. To experimentally validate this new concept, a demonstrator in glass integrated optics by ion exchange has been realized and is being tested. Results of these tests and practical characteristics of this demonstrator will be presented soon. The demonstrator is compact ( $45 \text{ mm} \times 20 \text{ mm} \times 3 \text{ mm}$ ), and the realization requires only a single low-cost process step.

## References

- O. Manzardo, R. Michaely, F. Schdelin, W. Noell, T. Overstolz, N. De Rooij, and H. Herzig, *Opt. Lett.* **29**, 1437 (2004).
- P. Cheben, J. H. Schmid, A. Delge, A. Densmore, S. Janz, B. Lamontagne, J. Lapointe, E. Post, P. Waldron, and D.-X. Xu, *Opt. Express* **15**, 2299 (2007).
- A. Brandenburg and R. Henninger, *Appl. Opt.* **33**, 5941 (1994).
- G. B. Hocker and W. K. Burns, *Appl. Opt.* **16**, 113 (1977).
- E. Silberstein, P. Lalanne, J. Hugonin, and Q. Cao, *J. Opt. Soc. Am. A* **18**, 2865 (2001).
- M. Born, E. Wolf, and A. B. Bhatia, *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light* (Cambridge U. Press, 1999).
- D. Bucci, J. Grelin, E. Ghibaudo, and J.-E. Broquin, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **19**, 698 (2007).
- D. Barbier and R. L. Hyde, "Erbium-doped glass waveguide devices," *Integrated Optical Circuits and Components*, E. Murphy, ed. (CRC Press, 1999), pp. 89, 705.
- S. Shaklan and F. Roddier, *Appl. Opt.* **27**, 2334 (1988).

# Ultra-compact microdisk resonator filters on SOI substrate

Alain Morand, Yang Zhang, Bruno Martin, Kien Phan Huy, David Amans and Pierre Benech

UMR CNRS 5130, INPG-UJF-CNRS, MINATEC 3 Parvis Louis Néel BP 257 38016 Grenoble cedex 1, France  
[morand@enserg.fr](mailto:morand@enserg.fr)

Jérémy Verbert and Emmanuel Hadji

DRFMC, CEA-Grenoble, 17 rue des Martyrs, F-38054 Grenoble Cedex 9, France

Jean-Marc Fédéli

CEA-DRT/LETI, 17 rue des Martyrs, F-38054 Grenoble Cedex 9, France

**Abstract :** The evanescent coupling of a 1.5  $\mu\text{m}$  radius silicon microdisk with one or two Silicon-On-Insulator waveguides is studied. Thanks to the high refractive index contrast between Silica and Silicon materials, this very-small-diameter microdisk exhibits the highest quality factor measured in wavelength range from 1500 nm to 1600 nm. Coupled to a single monomode waveguide, the optical resonator behaves as a stop-band filter. Even if the microdisk is a largely multimode resonator, only its fundamental modes are efficiently excited. The filter's transmission is measured for different gap between the waveguide and the resonator. The critical coupling is clearly observed and gives access to 1.63 nm linewidth. A 20 dB decrease of the transmission signal is also observed. Coupled to two waveguides, the resonator becomes a compact symmetric wavelength-demultiplexer. In this case, the optimal response comes from a compromise between the gap and the desired linewidth dropped in the second waveguide. Finally, our measurements are also compared to analytic models showing a good agreement especially for the critical gap prediction.

© 2006 Optical Society of America

OCIS Codes: (130.3120) Integrated optics devices

---

## References and links

1. M. J. Koblinsky, B. A. Block, J.-F. Zheng, B. C. Barnett, E. Mohammed, M. Reshotko, F. Robertson, S. List, I. Young, K. Cadien, "On-Chip Optical Interconnects," *Intel Technol. J.* **8**, 129-142 (2004).
2. G. Tosik, F. Gaffiot, Z. Lisik, I. O'Connor, and F. Tissaifi-Drissi, "Power dissipation in optical and metallic clock distribution networks in new VLSI technologies," *Electron. Lett.* **40**, 198-200 (2004).
3. B. E. Little, S. T. Chu, H. A. Haus, J. Foresi and J-P. Laine, "Microring resonator channel dropping filters," *J. Lightwave Technol.* **15**, 998-1005 (1997).
4. W. Bogaerts, D. Taillaert, B. Luyssaert, P. Dumon, J. Van Campenhout, P. Bienstman, D. Van Thourbout, R. Baets, V. Wiaux and S. Beckx, "Basic structures for photonic integrated circuits in silicon-on-insulator," *Opt. Express* **12**, 1583-1591 (2004).
5. P. P. Absil, J. V. Hryniewicz, B. E. Little, R. A. Wilson, L. G. Joneckis and P. T. Ho, "Compact microring notch filters," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **12**, 398-400 (2000).
6. J. Niehusmann, A. Vorckel, and P. Aring Bolivar, "Ultrahigh-quality-factor silicon-on-insulator microring resonator," *Opt. Lett.* **29**, 2861-2863 (2004).
7. Q. Xu, B. Schmidt, S. Pradhan, and M. Lipson, "Micrometre-scale silicon electro-optic modulator," *Nature* **435**, 325-327 (2005).
8. Q. Xu, V. R. Almeida and M. Lipson, "Demonstration of high Raman gain in a submicrometer size silicon-on-insulator waveguide," *Opt. Lett.* **30**, 35-37 (2005).
9. T. J. Kippenberg, S. M. Spillane, D. K. Armani and K. J. Vahala, "Fabrication and coupling to planar high-Q silica disk microcavities," *Appl. Phys. Lett.* **83**, 797-799 (2003).

10. S. M. Spillane, T. J. Kippenberg, and K. J. Vahala, "Ultralow-threshold raman laser using a spherical dielectric microcavity," *Nature* **415**, 621-623 (2002).
11. E. A. J. Marcatili, "Bends in optical dielectric guides," *Bell Syst. Tech. J.* **48**, 2103-2132 (1969).
12. V. S. Ilchenko and A. B. Matsko, "Optical resonators with whispering gallery modes part II: applications," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **12**, 15-32 (2006).
13. A. Yariv, "Universal relations for coupling of optical power between microresonators and dielectric waveguides," *Electron. Lett.* **36**, 321-322 (2000).
14. K. P. Huy, J. Verbert, F. Mazen, P. Noé, J. M. Gérard, E. Hadji, F. Oucevic, J. Hare, V. Lefèvre-Seguin, A. Morand and P. Benech, "Room temperature of Er-doped silicon-rich oxide microcavities supporting high-Q whispering gallery modes," in *Nanophotonic Materials and Systems II: Silicon nanophotonics*, Z. Gaburro, S. Cabrini, eds., Proc. SPIE **5925** 59250O (2005).
15. A. Morand, K. Phan-Huy, P. Benech and Y. Désières, "Analytical study of the microdisk coupling with a waveguide based on the perturbation theory," *J. Lightwave Technol.* **22**, 827-832 (2004).
16. S. V. Boriskina, T. M. Benson, P. Sewell and A. I. Nosich, "Effect of a layered environment on the complex natural frequencies of two dimensional WGM dielectric ring resonators," *J. Lightwave Technol.* **20**, 1563-1572 (2002).
17. A. Vörckel, M. Münster, W. Henschel, P. H. Bolivar and H. Kurz, "Asymmetrically coupled silicon-on-insulator microring resonators for compact add-drop multiplexers," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **15**, 921-923 (2003).
18. A. Morand, K. P. Huy, B. Martin, F. Bredillot, D. Amans, P. Benech, J. Verbert, E. Hadji, J-M. Fedeli, "Compact add-and-drop and wavelength filter based on microdisk on SOI substrate," in *Silicon Photonics*, J. A. Kubby, G. T. Reed, eds., Proc. SPIE **6125**, 192-199 (2006).

## 1. Introduction

The increase density of metallic-interconnects becomes a real barrier for future generation of Very-Large-Scale-Integrated circuits. Optical interconnects using Silicon-On-Insulator (SOI) technology decrease the propagation delays and give access to higher bandwidth [1, 2]. In order to perform the on-chip information routing, wavelength resonator filter based on cylindrical geometries are investigated for add and drop [3, 4] or stop band filter [5] applications. Thanks to high refractive-index contrast between silica and silicon materials, ultra-compact structures can be made without using peculiar mirrors. Recently, high-resonant microring cavities [6] have been achieved with diameters close to 20  $\mu\text{m}$ . The quality factor obtained gives access to several applications on SOI substrate such as high-speed modulator [7] or compact Raman sources [8]. Compared to other ultra-resonant cavities as microtorus [9] or microsphere [10], microring has the great advantage to be integrated on a substrate and to be easily associated to waveguide couplers. Nevertheless, the resonator size can be reduced using microdisk instead of microring [11]. Indeed, the deep etch for designing the inner radius induces a displacement of the field to the external radius. By consequence, the field is less confined in the resonator. It is also more sensible to the roughness on each boundaries of the bend waveguide reducing the quality factor. In this paper, two basic optical-interconnects functions using microdisks are reported. The former is a stop-band filter obtained from a microdisk coupled to a single waveguide. The amplitude transmission of the waveguide is then described by the following relation [12]

$$T = \frac{\gamma_c - \gamma + i(\omega - \omega_0)}{\gamma_c + \gamma + i(\omega - \omega_0)}, \quad (1)$$

where  $\gamma$  and  $\gamma_c$  are respectively due to the intrinsic losses of the resonator and the coupling with the waveguide; and  $\omega_0$  is the resonance frequency of a Whispering-Gallery-Mode (WGM) of the resonator. The gap between the microdisk and the waveguide influences the transmission  $T$ , the total quality-factor of the resonator. Indeed, as the gap increases, the coupling losses coefficient  $\gamma_c$  decreases. On the other hand, the quality-factor increases until the asymptotic quality-factor of the uncoupled microdisk is reached. The condition  $\gamma = \gamma_c$  corresponds to the critical coupling of the resonator and it matches a peculiar value of the gap. In this case, a zero transmission is obtained and the structure behaves as a stop-band filter. A

second function is obtained when two parallel waveguides are coupled with the microdisk. When the same gap is used for both waveguides as shown in Fig. 1(a), the amplitude transmission  $T$  (output 2) and the amplitude transmission  $R$  (output 1) are respectively

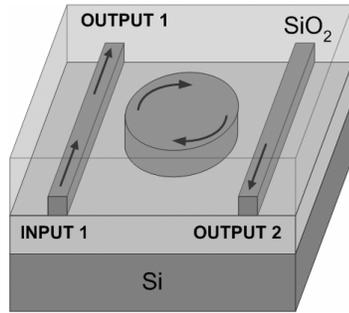
$$T = \frac{\gamma_c}{\gamma_c + i(\omega - \omega_0)}, \quad (2)$$

$$R = \frac{i(\omega - \omega_0)}{\gamma_c + i(\omega - \omega_0)}, \quad (3)$$

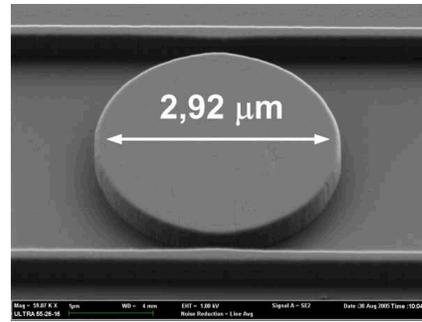
where  $\gamma_c \gg \gamma$  for simplicity. In this case, as the gap decreases, the transmission  $T$  and the coupling linewidth coefficient  $\gamma_c$  increase whereas the quality-factor decreases. No critical point is reached with or without the previous approximation [13], so a compromise between the dropped-frequency band and the transmission  $T$  must be chosen. This structure is still a stop-band filter for the first waveguide but also a pass-band filter for the second waveguide. In the following section, the fabrication process and the set-up measurements are described. In section 3 and 4, the results for stop-band and add-and-drop filters are respectively presented. The gap influence is underlined and compared with results given by an analytical method.

## 2. Realization process and set up characterisation

A 193 nm deep UV lithography is used to reach small propagation losses and a gap close to one hundred nanometers. All the waveguiding structures are realized on a SiO<sub>2</sub> layer of 1 μm thickness and are overlaid by a silica box of 1 μm thickness as shown in Fig. 1(a). The thickness of the Silicon structures is set to 300 nm. To obtain monomode waveguides along the wavelength range from 1.5 μm to 1.6 μm, a width of 300 nm was defined on the mask. The measurements are performed only for the transverse magnetic field. As a consequence, a polarization-maintaining fiber is used to inject the TM polarized light from a polarized laser source. To couple the light in and out of these small waveguides, horizontal tapers are put at the input and output of the waveguide. They enlarge the width of the waveguide from 0.3 μm to 2 μm. A SEM picture of the add-and-drop filter is shown in Fig. 1(b). Several small microdisks with diameter of 3 μm have been thus made. In order to characterize the different structures, two three-dimensional (3-D) translation positioners are used to set a polarization-maintaining tapered fiber and a standard tapered fiber at the input and output of the waveguides respectively. A tunable laser source is used to scan the wavelength range from 1.48 μm to 1.62 μm. The output fiber is connected to a photo-detector. The wavelength scan and the power acquisition are controlled by a soft process.



(a)

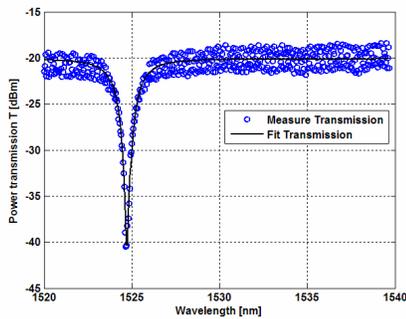


(b)

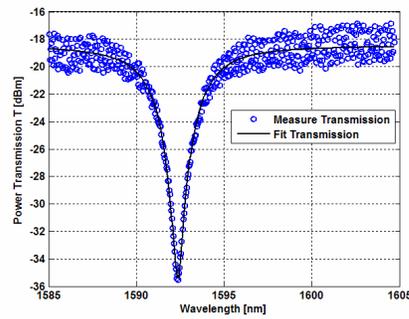
Fig. 1. (a). Description of the different layers used in a SOI photonic component. (b) SEM picture of a symmetric add-and-drop filter before the overlaying box is grown.

### 3. Stop band filter

The characterization of the stop-band filter is presented in this part. Examples of power transmission  $|T|^2$  are shown in the Fig. 2. To understand those spectra, we shall point out the fact that the microdisk is a multimode structure [14]. A WGM is defined by an azimuthal order  $m$  (number of period of the field along the periphery of the microdisk) and a radial order  $l$  (number of period in the radial direction in the microdisk). In the transmission response, only two resonance peaks are observed in the chosen wavelength range. These two WGMs have the same radial order  $l=0$  and two different azimuthal orders respectively  $m$  and  $m+1$  and a free spectral range of 67.4 nm is measured. Although there is other resonant modes, only the most resonant modes ( $l=0$ ) are excited [15] that can be correlated by smallest efficiency of their coupling linewidth. Higher radial-order modes are not efficiently excited since their overlap with the waveguide mode seems to be very poor. In the pass-band wavelength range, the level of the transmission is not constant. With a higher wavelength resolution ( $\Delta\lambda=1$  pm), an oscillation is clearly observed. This oscillation comes from the Fabry-Perot resonance induced by Fresnel reflexions at the input and output interfaces of the waveguide.



(a)



(b)

Fig. 2. Power transmission in a stop band filter with a gap of 230 nm. (a)  $\lambda_{\text{res}}=1524.73$  nm with  $m=13$ . (b)  $\lambda_{\text{res}}=1592.37$  nm with  $m=12$ .

To study the influence of the gap, the mask included gaps going from 150 nm to 310 nm for the same disk diameter. To obtain the value of the resonant wavelength, the quality-factor and the extinction ratio of the transmission, each amplitude transmission responses is fitted by a Lorentzian lineshape. The results are depicted in Fig. 3(a), Fig. 3(b), and Fig. 3(c).

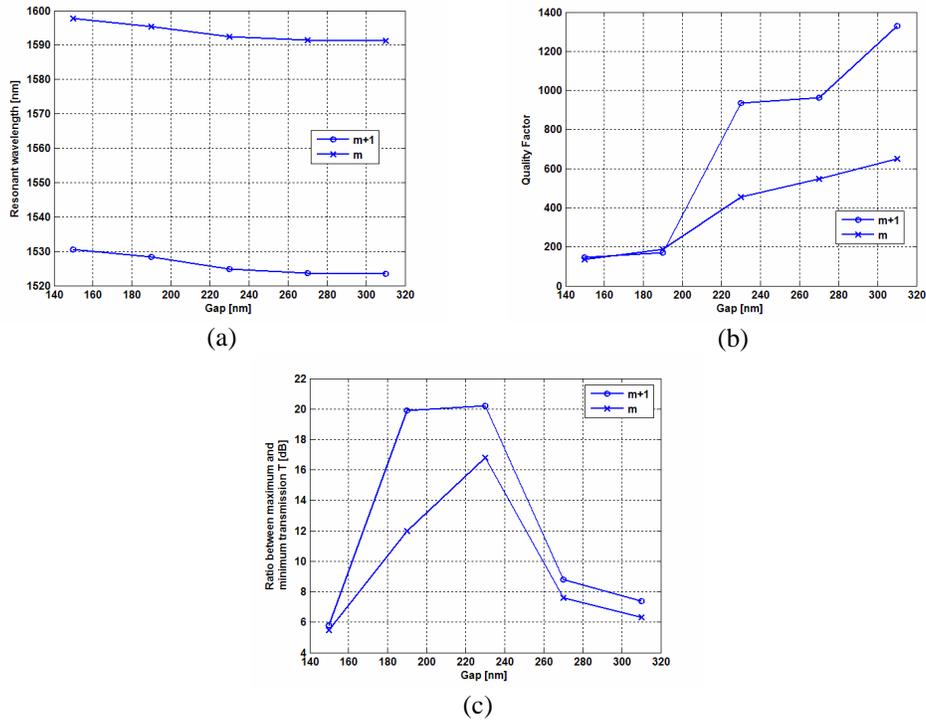


Fig. 3. (a). Evolution of the wavelength resonance with the gap for the two azimuthal orders  $m$  and  $m+1$ . (b) Evolution of the quality factor with the gap for the two azimuthal orders  $m$  and  $m+1$ . (c) Evolution of the extinction ratio with the gap for the two azimuthal orders  $m$  and  $m+1$ .

It is observed in Fig. 3(a) that the resonant wavelength decreases with an increasing gap. The resonant wavelength seems to be directly linked to the confinement of the light in the microdisk. Indeed the waveguide influence changes the field's map in the resonant structure inducing a resonant wavelength evolution. Theoretical study shows a similar evolution for also a microdisk coupled to a dielectric waveguide [16]. The next evolutions are in good agreement with the description predicted in section 1. It is thus shown in Fig. 3(b) that the quality-factor increases with an increasing gap. In the Fig. 3(c), a maximum of the extinction ratio is observed which allow us to set the critical gap around 230 nm. The quality factor  $Q_c$  at this critical point gives access to the quality-factor  $Q_0$  of the uncoupled microdisk thanks to the following relation  $Q_c = Q_0/2$  [15]. In order to precisely analyze the spectral distribution of the observed WGM, an analytic calculation method was developed to compute the modes for a given microdisk. Since the Maxwell equations can not be solved exactly for a structure like the microdisk, the problem is splitted in two parts, using the effective index approximation. First, for a given wavelength range, the effective indices  $n_{\text{eff}}(\lambda)$  of a slab waveguide with the disk thickness and refractive index is computed. Then, the Maxwell equations are solved in an infinite cylinder of the disk diameter replacing the refractive index by the effective one  $n_{\text{eff}}(\lambda)$ . The field's solutions are Bessel's functions inside the disk and Hankel's functions of the second kind outside. The system of two equations coming from the boundary conditions has non zero solutions if the determinant of this system is zero. It occurs for the resonant wavelength  $\lambda_{\text{res}}(n_{\text{eff}})$  of each WGM. Taking into account these two evolutions ( $n_{\text{eff}}(\lambda)$  and  $\lambda_{\text{res}}(n_{\text{eff}})$ ), the resonant wavelength of the 3-D structure can be obtained  $\lambda_{\text{res}}$  [14]. Applying the coupled-mode-theory with a first-order approximation, the effect of the waveguide on the

quality-factor of the structure can be computed. The critical gap can then be reached [15]. The results obtained are sum up in the next table.

Table 1. Comparison between the measurements and calculated values obtained with the analytical method.

Azimuthal order $m$	Measured			Calculated		
	$\lambda_{\text{res}}$ [nm]	$Q_0$	Critical gap [nm]	$\lambda_{\text{res}}$ [nm]	$Q_0$	Critical gap [nm]
12	1591.3	906	230	1596.6	699	210
13	1523.5	1870	230	1526.3	1980	210

Calculated and measured resonant wavelengths are very close. Note that the stronger mismatch for the quality-factor can be explained by the small number of gaps used in the measurements and the rapid variation of the quality-factor around the critical point. A weak roughness of the microdisk sidewalls explains the good quality-factors measured with this small cavity.

#### 4. Symmetric wavelength demultiplexer

In this paragraph, the characterization of the symmetric add-and-drop is finally presented. For a gap equal to 230 nm, two resonance peaks are obtained in our wavelength range shown in Fig. 4(a). On the T (transmission) response only two peaks are also observed which confirm the efficient coupling of only two resonances even if the microdisk is a largely multimode resonator. Similarly to section 1, the resonant peaks are fitted by a Lorentzian lineshape to reach the different optical parameters as shown in the Fig. 4(b). The obtained resonant wavelength and the quality-factor are depicted in Fig. 5(a) and Fig. 5(b) showing similar behaviour to the stop-band filter of section 3.

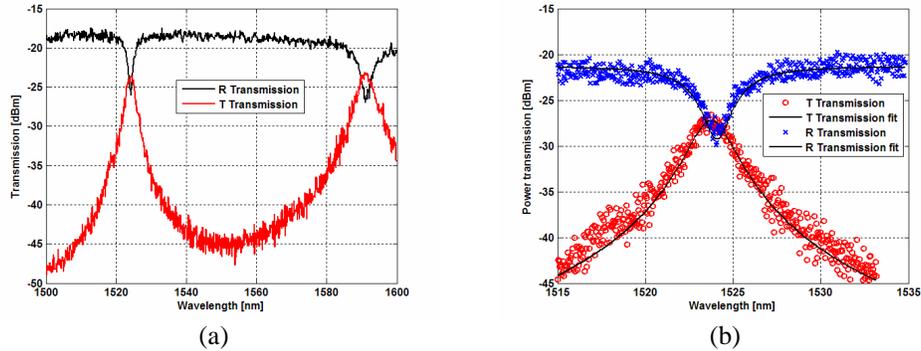


Fig. 4. (a). Power transmission from 1500 nm to 1600 nm with a gap of 230 nm (b) Power transmission of the first resonance peak.

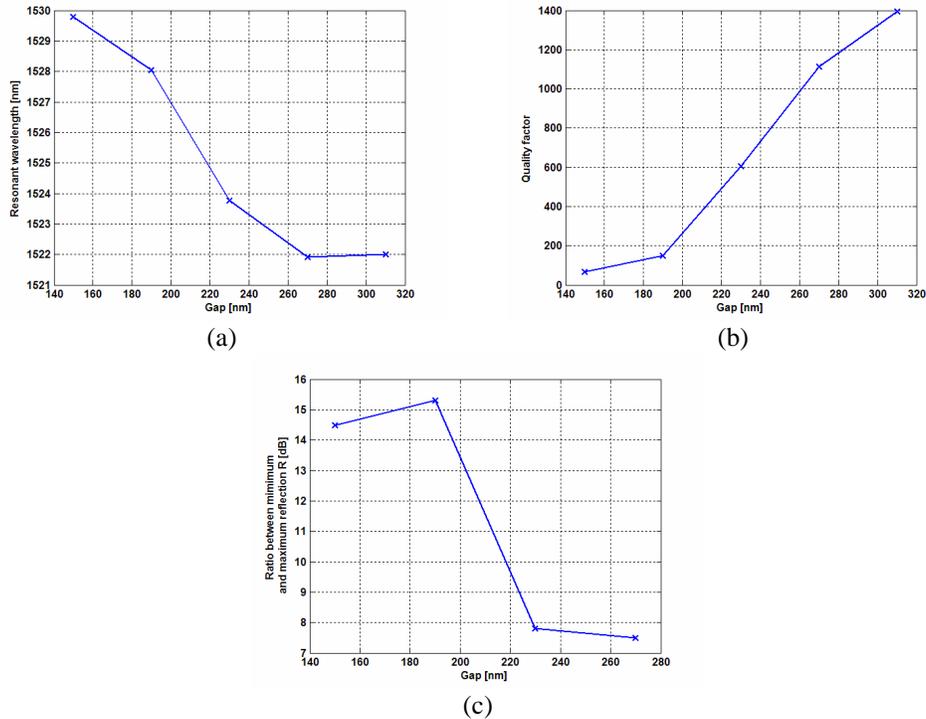


Fig. 5. (a). Evolution of the wavelength resonance with the gap for the azimuthal order  $m = 13$ . (b) Evolution of the quality factor with the gap for the azimuthal order  $m = 13$ . (c) Evolution of the extinction ratio on the R reflection with the gap for the azimuthal order  $m = 13$ .

As expected, no critical point is reached. The maximum value is obtained for a small gap but in this case the quality-factor is very low and induces a large pass bandwidth as shown in Fig. 5(b). If a quality factor of 1000 is necessary, the extinction ratio will be slightly 8 dB for a gap around 270 nm. In comparison with the stop band filter results, one may see that the second waveguide decreases the quality-factor for small gaps. Indeed the second coupling waveguide increases the optical light extracted from the microdisk. To obtain a better extinction ratio the gaps of the two waveguides must be different. In this case, due to the intrinsic losses of the single microdisk, the efficiency of the structure is optimized only in one way (demultiplexer or multiplexer functions) [17]. We also measured other add-and-drop with a larger diameter. And for a 3.2  $\mu\text{m}$  diameter instead of 3  $\mu\text{m}$ , extinction ratio of 22 dB with a quality factor of 918 has been measured for a gap of 220 nm. A weak increase of the diameter allows us to reach higher quality factor with the same efficiency for the minimum of transmission in the input waveguide [18].

## 5. Conclusion

In this paper, ultra-compact resonant SOI structures based on 3  $\mu\text{m}$  diameter microdisk coupled to one or two waveguides have been presented. The gap between the microdisk of the waveguides has been especially studied. For the stop-band filter, the critical point has been demonstrated and an extinction ratio of 20 dB is obtained with a quality factor around 1000. The comparison with an analytical method based on the effective index method and the coupled-mode-theory shows a remarkable fit. For the symmetric add-and-drop structure, the extinction ratio is around 8 dB if the quality factor is at the same order as previously. Finally, it is clearly confirmed that even if the microdisk is a multimode structure only the desired mode are only excited thanks to the poor overlap with the higher radial-order modes.

## **Acknowledgments**

This work was partially supported by the ACI Program from the French ministry of research and education.

# Three-dimensional analysis of cylindrical microresonators based on the aperiodic Fourier modal method

Andrea Armaroli,<sup>1,2,\*</sup> Alain Morand,<sup>2</sup> Pierre Benech,<sup>2</sup> Gaetano Bellanca,<sup>1</sup> and Stefano Trillo<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ENDIF, Department of Engineering, University of Ferrara, via Saragat 1, 44100 Ferrara, Italy

<sup>2</sup>IMEP-LAHC (Institut de Microélectronique, Electromagnétisme et Photonique), CNRS-UJF-INPG, Minatoc, 3, Parvis Louis Néel, BP257, 38016, Grenoble Cedex 1, France

\*Corresponding author: andrea.armaroli@unife.it

Received August 3, 2007; revised December 18, 2007; accepted December 21, 2007;  
posted January 9, 2007 (Doc. ID 86120); published February 13, 2008

We develop a 3D vectorial description of microresonators of the microdisk and microring types based on the aperiodic Fourier modal method. Such a rigorous coupled-wave analysis allows us to evaluate accurately the resonant wavelengths, the quality factor, and the full profile of whispering-gallery modes. The results are compared with 2D (effective index) as well as 3D finite-difference time domain calculations. © 2008 Optical Society of America

OCIS codes: 000.4430, 230.1150, 230.3120, 230.5750.

## 1. INTRODUCTION

Microresonators are emerging as a class of very promising and versatile devices for next-generation integrated photonic circuits [1–3]. Breakthroughs in different fabrication technologies have permitted noteworthy implementations such as microspheres, microdisks, microrings, microgears, microtori, micropillars, and photonic crystal defects, which have proved to be effective in several applications encompassing passive (filters, add and drops, static-delay lines), as well as active (modulators, lasers, switches, programmable delay lines) devices (see [1–3] for a survey on these technologies). They can also play a key role in cavity-quantum-electrodynamics [1], and nonlinear optics applications such as Raman lasers [4] and coupled resonator structures (e.g., CROWs [5]).

Specifically, cylindrical microresonators based on whispering-gallery modes (WGMs), such as microdisks, microrings, microgears, and microtori, permit to achieve very large quality factors  $Q$  (as high as  $Q \approx 10^6$  for silica microtori, [6]). Since they are usually multimode structures with several resonances, a proper analysis of their optical mode structure is fundamental. Usually, the hybrid character of modal fields results in a poor reliability of 2D algorithms based upon effective index approximation; see [7] where a general discussion on modeling is provided. Though many 3D numerical approaches have been proposed such as finite element (FEM), integral equations, finite-difference time domain (FDTD), and modal-decomposition-based algorithms (see [8] and references therein), the latter ones, despite being somehow dependent on geometry or symmetry properties, are generally faster and provide a clear insight on electromagnetic field distribution in the cavity.

The aim of this paper is to develop a 3D description of microdisks and microrings, structures with axial symme-

try, which are more appealing for planar integration technologies used in integrated optics, e.g., silicon-on-insulator [9].

A 3D modal method based on film-mode matching is already available, [10], as well as its application in the design of waveguide-resonator systems, [11], but those works are focused on structures of large radii and small index step, and are prone to some limitations due to their specific modal approach. Indeed, the main issue with modal methods is the estimation of mode-overlap integrals and a proper computation of the eigenvalues of leaky modes, whose careful description should be accomplished in bounded structures (as those commonly examined by computational methods).

Here, our approach relies on an application of rigorous coupled-wave analysis (RCWA) to waveguiding structure, also known as aperiodic Fourier modal method (A-FMM): it approximates modes by Fourier series, which enables one to reduce the computation of overlap integrals to matrix manipulations.

In principle, such a method could be applied also to different structures such as micropillar resonators. Indeed another implementation of a 3D-A-FMM to model micropillars has already been presented [12], based on 2D Fourier discretization on the transverse plane and propagation along the axis. In that case the mode confinement properties resemble those of the fundamental mode of an optical fiber and are less affected by artificial roughness than WGMs. Our algorithm is thus particularly suitable to analyze thin structures in which cylindrical symmetry has to be preserved, while pillars with many distributed Bragg-reflector (DBR) layers would require a very large computational window, reducing the efficiency of the method.

The outline of the paper is as follows. In Section 2 we

introduce our RCWA approach. In Section 3 we recall the admittance matrix formalism to describe a multilayer device, while in Section 4 we obtain the eigenvalue problem and solve it in order to obtain resonance wavelengths,  $Q$  factors, and modal profiles. Finally we will report specific results in Section 5, and draw conclusions.

## 2. RCWA AND ITS APPLICATION IN CYLINDRICAL COORDINATES

The RCWA approach originated in the framework of diffraction grating analysis [13], and was later extended to study also guided-wave problems [14]. In the spirit of this approach, a basis of Bloch modes of a virtually infinite periodic structure is used to compute the real modes propagating in an aperiodic one [see Fig. 1(a)].

In this paper we work in a cylindrical coordinate system  $(r, \theta, z)$  and use RCWA to obtain optical modes along the  $z$  axis. By means of separation of variables, assuming periodic azimuthal dependence of the type  $\exp(jm\theta)$ , we investigate how modes (describing fields along  $z$ ) depend on the radial coordinate  $r$ . Though we reduce to two variables, the vectorial nature of the problem requires to deal with the full six components of the field. Similar to the full vectorial approach employed for optical fibers, we can deal with  $E_z$  and  $H_z$ , while the other components can be reconstructed from them. Finally, as usual in any modal method, the structure under analysis is decomposed into a sequence of radially uniform layers; see Fig. 1(b). All sections are characterized by their own  $z$ -dependence of

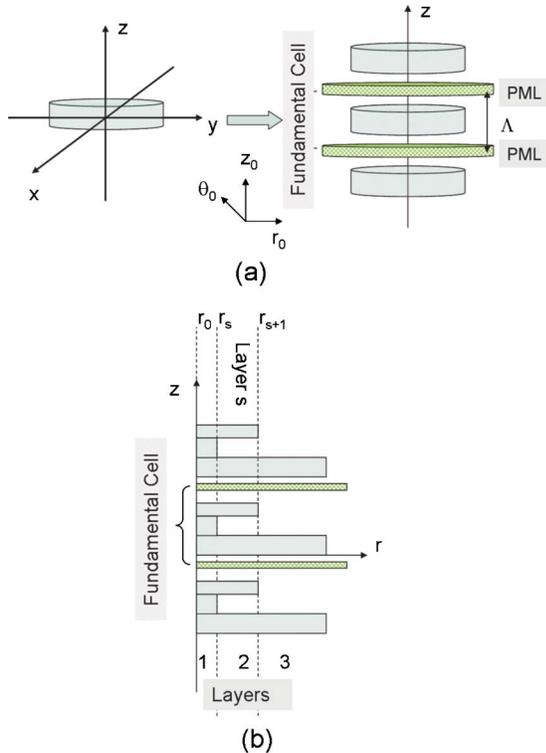


Fig. 1. (Color online) (a) Generic microresonator with  $z$ -axis cylindrical symmetry and its periodization on which the Fourier modal method relies; note that PMLs are also included in the periodic window  $\Lambda$ ; (b) sketch of the radial layer decomposition;  $r_s$  denotes the radial position of the generic interface between homogeneous layers.

material parameters. This is equivalent to analyzing radially homogeneous media with arbitrary distribution of materials along the  $z$  axis in cylindrical symmetry. The modal behavior is obtained by matching the fields across interfaces that are normal to the  $r$  axis.

We assume a harmonic time dependence of the fields,  $\exp(j\omega t)$ , where the frequency  $\omega$  can be in general a complex quantity to account for damping (further discussion will be provided in a successive section) and decompose the relative dielectric permittivity  $\epsilon_r$  and magnetic permeability  $\mu_r$  according to (harmonic) Fourier series

$$\epsilon_r = \sum_n \epsilon_n e^{jnKz}, \quad \mu_r = \sum_n \mu_n e^{jnKz}, \quad (1)$$

where  $K=2\pi/\Lambda$ ,  $\Lambda$  being the period of the structure, equivalent to the computation window. In the following, we apply the method to the far most common case of non-magnetic media (constant permeability  $\mu_r \simeq 1$ ), though its extension to magnetic media can be easily implemented, and the method can be further generalized to deal with anisotropic materials. By truncating the summation of the Fourier expansion to order  $M$  ( $n=-M, \dots, M$ ), and exploiting the Floquet–Bloch theorem, the fields can be expanded according to truncated series of functions with the same period, namely,

$$\vec{E} = \sum_{n=-M}^M (S_r^n \mathbf{r}_0 + S_\theta^n \theta_0 + S_z^n \mathbf{z}_0) e^{jnKz} e^{jm\theta},$$

$$\vec{H} = -j \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \sum_{n=-M}^M (U_r^n \mathbf{r}_0 + U_\theta^n \theta_0 + U_z^n \mathbf{z}_0) e^{jnKz} e^{jm\theta}, \quad (2)$$

while  $S_{r,\theta}$  and  $U_{r,\theta}$  can be related through Maxwell equations to  $U_z$  and  $S_z$ , the latter obey expressions that can be obtained from Helmholtz equations for full vector fields  $\vec{E}$  and  $\vec{H}$ :

$$\nabla^2 \vec{E} + k_0^2 \epsilon_r \vec{E} = -\nabla \left( \frac{\nabla \epsilon_r \cdot \vec{E}}{\epsilon_r} \right), \quad (3)$$

$$\nabla^2 \vec{H} + k_0^2 \epsilon_r \vec{H} = -j\omega \epsilon_0 \nabla \epsilon_r \times \vec{E}. \quad (4)$$

By projecting Eq. (3) along the  $z$  axis, we obtain

$$\begin{aligned} \nabla^2 E_z + k_0^2 \epsilon_r E_z &= -\frac{d}{dz} \left( \frac{1}{\epsilon_r} \frac{d\epsilon_r}{dz} E_z \right) \\ &= -\frac{d}{dz} \left( \frac{1}{\epsilon_r} \frac{d}{dz} (\epsilon_r E_z) \right) + \frac{d^2 E_z}{dz^2}, \end{aligned} \quad (5)$$

while from Eq. (4), considering that, in each radial layer,  $\epsilon_r$  is a function of  $z$  only, we obtain

$$\nabla^2 H_z + k_0^2 \epsilon_r H_z = 0. \quad (6)$$

Before going on, it is worth recalling that a severe convergence issue affects TM polarization (in 2D, magnetic field parallel to interfaces, and similarly here, electric field mainly along the vertical axis), because the electric field and the refractive index have concurrent jumps at interfaces. This results in loss of accuracy in the evaluation of their product in truncated expansion. This problem can be overcome by using the inverse rule proposed by Lalanne and Marris [15], and analyzed further by Li [16].

By inserting the expressions (2) in Eqs. (5) and (6), we end up with equations obeyed by the generic Fourier coefficients  $S_z^n$  and  $U_z^n$  of  $E_z$  and  $H_z$ , respectively,

$$\begin{aligned} \frac{d^2 S_z^n}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dS_z^n}{dr} - \frac{m^2}{r^2} S_z^n - nK \sum_p [\epsilon]_{n,p}^{-1} p K \sum_l \left[ \frac{1}{\epsilon} \right]_{p,l}^{-1} S_z^l \\ + k_0^2 \sum_p \left[ \frac{1}{\epsilon} \right]_{n,p}^{-1} S_z^p = 0, \\ \frac{d^2 U_z^n}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dU_z^n}{dr} - \frac{m^2}{r^2} U_z^n - (nK)^2 U_z^n + k_0^2 \sum_p \epsilon_{n-p} U_z^p = 0, \end{aligned} \quad (7)$$

where  $\epsilon_{n-p}$  denotes the  $n-p$  Fourier coefficient of  $\epsilon_r$ , or equivalently the  $(n,p)$  element of a Toeplitz matrix, composed by those coefficients, from  $-2M$  to  $2M$ , while  $[1/\epsilon]_{n,p}^{-1}$  is used to identify the  $(n,p)$  element of the inverse of the Toeplitz matrix formed by Fourier coefficients of  $1/\epsilon$ , according to inverse rule.

Thus, we have obtained two systems of Bessel equations that can be cast in the following compact vector form by introducing the vectors  $S_z = [S_z^{-M} \dots S_z^M]^T$  and  $U_z = [U_z^{-M} \dots U_z^M]^T$ :

$$\begin{aligned} \frac{d^2 S_z}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dS_z}{dr} - \frac{m^2}{r^2} S_z + k_0^2 \overbrace{(\bar{E}^{-1} - K_z E^{-1} K_z \bar{E}^{-1})}^A S_z = 0, \\ \frac{d^2 U_z}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dU_z}{dr} - \frac{m^2}{r^2} U_z + k_0^2 \underbrace{(E - K_z^2)}_B U_z = 0, \end{aligned} \quad (8)$$

where  $K_z$  is a diagonal matrix with elements  $(k_z)_{nm} = (n - M - 1)K/k_0$ , while  $E$  and  $\bar{E}$  are the Toeplitz matrices obtained from the Fourier coefficients of  $\epsilon_r$  and  $1/\epsilon_r$ .

The general solution of Eqs. (8) can be expressed as a superposition of Bessel functions  $J_m$ , and Hankel functions of the second kind  $H_m^{(2)}$  as

$$S_z^n = \sum_i w_{ni} [a_i J_m(k_0 \lambda_i^A r) + d_i H_m^{(2)}(k_0 \lambda_i^A r)], \quad (9)$$

$$U_z^n = \sum_i v_{ni} [\alpha_i J_m(k_0 \lambda_i^B r) + \delta_i H_m^{(2)}(k_0 \lambda_i^B r)], \quad (10)$$

where  $\lambda_i^{A,B}$  denote the square root of the  $i$ th eigenvalue of matrices  $A$  and  $B$ , respectively, and  $w_{ni}$ ,  $v_{ni}$  denote the elements of the corresponding eigenvector matrices  $W$  and  $V$ .

Importantly, in order to ensure that the supermodes of the periodic structure give a good description of the modes

of the physical aperiodic structure, we need to introduce proper boundary conditions that allow to substantially decouple successive periodic repetitions (along  $z$ ). Perfectly matched layers (PMLs) are best suited to this purpose, [17]. We introduce PMLs in our scheme (see Fig. 1) following the approach of [18], where a complex coordinate stretching of the  $z$  axis is implemented.

We remark that, by applying separation of variables, the dependences on  $r$  and  $z$  are decoupled; hence the application of inverse rule and PMLs is not affected by the use of cylindrical coordinates, since they operate on the longitudinal axis only.

Compared to other modal methods that, if a PML or complex frequency are used, face difficulties due to the computation of complex propagation constants, the Fourier modal method (FMM) is completely free from those issues, reducing them to a matrix eigenvalue problem.

### 3. ADMITTANCE MATRIX APPROACH

The resonators that we are analyzing here are composed by a sequence of radially uniform layers, each completely described by its index profile and modal structure along  $z$ . The overall effect of such a combination could be accounted for by means of a single matrix, and different choices are possible [19]. The scattering matrix formulation provides better physical insights, but faces severe numerical problems due to the divergence of Hankel functions at the origin, which can cause imperfect summation of counterpropagating radial waves. Vice versa the immittance (or admittance, and the equivalent impedance) matrix formalism has been proved to be a powerful numerical tool [10], and here we follow this approach, adapting it to the modal basis discussed in Section 2. The key point, in this case, is to characterize the radial dependence of the field going through the succession of radially uniform layers, imposing continuity at the interfaces, similar to propagation problems in layered media (e.g., transfer matrix approach).

First, we define implicitly the immittance matrix  $\mathbf{U}$  from the relation [10]

$$\frac{1}{k_0} \frac{d\mathbf{p}}{dr} = \mathbf{U}(r)\mathbf{p}, \quad (11)$$

where  $\mathbf{p}$  is the vector of modal weights as a function of radial direction, i.e., we can rewrite Eqs. (9) and (10) in matrix form as

$$\begin{bmatrix} S_z \\ U_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} W & 0 \\ 0 & V \end{bmatrix} \mathbf{p}(r). \quad (12)$$

Then denoting by the integer  $s=0, 1, \dots, f$  the interfaces between radially homogeneous layers, moving in the radial outward direction ( $r_0=0$  and  $[r_s, r_{s+1}]$  stands for the generic layer), we can express the general solution of the field expansions, in the form

$$\mathbf{p}(r) = \begin{bmatrix} \mathbf{p}_e(r) \\ \mathbf{p}_h(r) \end{bmatrix} = \begin{cases} \begin{bmatrix} J_0^e(r)a_0 \\ J_0^h(r)\alpha_0 \end{bmatrix} = J_0(r)A_0 & \text{for } r \in [0, r_1] \\ \begin{bmatrix} J_s^e(r)a_s + H_s^e(r)d_s \\ J_s^h(r)\alpha_s + H_s^h(r)\delta_s \end{bmatrix} = J_s(r)A_s + H_s(r)D_s & \text{for } r \in [r_s, r_{s+1}] \\ \begin{bmatrix} H_f^e(r)d_f \\ H_f^h(r)\delta_f \end{bmatrix} = H_f(r)D_f & \text{for } r \in [r_{f-1}, r_f] \end{cases} \quad (13)$$

where the superscripts  $e$  and  $h$  refer to the electric and magnetic parts, respectively.

To explain the specific form of solutions in the innermost and outermost regions, we consider that, owing to physical consistency, along the symmetry axis of the cylindrical resonator, the field must be finite requiring the absence of Hankel function (only  $J_m$  is permitted). Similarly, only outgoing waves are allowed in the outermost layers (no energy comes from infinity), and hence only Hankel ( $H_m^{(2)}$ ) function is permitted.

Moreover, in order to contract the notation as much as possible, we have defined

$$C_s^e(r) = C_m(k_0 N_s^e r), \quad \bar{C}_s^e(r) = \left. \frac{dC_m}{d\xi} \right|_{\xi=k_0 N_s^e r},$$

$$C_s^h(r) = C_m(k_0 N_s^h r), \quad \bar{C}_s^h(r) = \left. \frac{dC_m}{d\xi} \right|_{\xi=k_0 N_s^h r},$$

$$C_s(r) = C_m(k_0 N_s r), \quad \bar{C}_s(r) = \left. \frac{dC_m}{d\xi} \right|_{\xi=k_0 N_s r}, \quad (14)$$

where  $C$  and  $\bar{C}$  indicate a generic Bessel function (either  $J_m$  or  $H_m^{(2)}$ ) and its derivative, respectively, of argument  $k_0 r$  multiplied by a diagonal matrix  $N_s^e$ ,  $N_s^h$ , or  $N_s$  constructed with the set of modal eigenvalues of the electric part (superscript  $e$ ), the magnetic part (superscript  $h$ ), or both (i.e.,  $N_s = \text{diag}\{\lambda_{-M}^A, \dots, \lambda_M^A, \lambda_{-M}^B, \dots, \lambda_M^B\}$ ).

We point out that Eq. (13) together with Eq. (12), constitute an alternative form of Eqs. (9) and (10). We are now reporting how immittance matrix transforms while propagating along  $r$  and going through interfaces.

### A. Propagation Step

We start by dealing with the propagation step, i.e., how to compute immittance matrix at the right edge (superscript  $R$ ) of a generic layer, given the one at the left edge (superscript  $L$ ) of the same layer (or, vice versa, right to left). By expressing the derivatives of  $\mathbf{p}$  as functions of modal weights at both edges, after some cumbersome algebra, we arrive at the following relations (see also [10]):

$$\mathbf{U}_s^R = \mathbf{G}_s - \mathbf{H}_s \cdot [\mathbf{U}_s^L - \mathbf{F}_s]^{-1} \cdot \mathbf{E}_s, \quad (15)$$

$$\mathbf{U}_s^L = \mathbf{H}_s \cdot [\mathbf{G}_s - \mathbf{U}_s^R]^{-1} \cdot \mathbf{E}_s + \mathbf{F}_s, \quad (16)$$

where, once again,  $R$  and  $L$  denote the radial positions  $r_{s+1}^-$  and  $r_s^+$  of successive interfaces, respectively. Furthermore we have posed

$$\mathbf{E}_s = N_s [H(r_s) \bar{J}(r_s) - \bar{H}(r_s) J(r_s)] \cdot \mathbf{X}_s^{-1},$$

$$\mathbf{F}_s = N_s [\bar{H}(r_s) J(r_{s+1}) - H(r_{s+1}) \bar{J}(r_s)] \cdot \mathbf{X}_s^{-1},$$

$$\mathbf{G}_s = N_s [H(r_s) \bar{J}(r_{s+1}) - \bar{H}(r_{s+1}) J(r_s)] \cdot \mathbf{X}_s^{-1},$$

$$\mathbf{H}_s = N_s [H(r_{s+1}) \bar{J}(r_{s+1}) - \bar{H}(r_{s+1}) J(r_{s+1})] \cdot \mathbf{X}_s^{-1}, \quad (17)$$

where

$$\mathbf{X}_s = H(r_s) J(r_{s+1}) - H(r_{s+1}) J(r_s). \quad (18)$$

### B. Continuity at Interfaces

The next step is to write how the immittance matrix transforms when it goes through an interface. In this case, continuity of tangential fields requires the field components  $E_z$ ,  $H_z$ ,  $E_\theta$ , and  $H_\theta$  to be continuous across dielectric discontinuities (interfaces). From Maxwell equations, we can write vectors of Fourier coefficients of azimuthal components ( $E_\theta$ ,  $H_\theta$ ) as

$$CU_\theta = -\frac{m}{rk_0} EK_z \bar{E} U_z + \frac{1}{k_0} \bar{E}^{-1} \frac{dS_z}{dr} = EK_r \bar{E} U_z + \frac{1}{k_0} \bar{E}^{-1} \frac{dS_z}{dr}, \quad (19)$$

$$BS_\theta = -\frac{m}{rk_0} K_z S_z + \frac{1}{k_0} \frac{dU_z}{dr} = K_r S_z + \frac{1}{k_0} \frac{dU_z}{dr}, \quad (20)$$

where  $C = (-EK_z \bar{E} K_z + E)$  and  $B = (-K_z^2 + E)$ , and  $K_r = -m/(rk_0) K_z$ .

From the continuity relations, by expressing the derivatives of modal weights according to Eq. (11), we obtain

$$\mathbf{U}_{s+1}^+ = \begin{bmatrix} \mathbf{U}_{ee}^+ & \mathbf{U}_{eh}^+ \\ \mathbf{U}_{he}^+ & \mathbf{U}_{hh}^+ \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} W_{s+1}^{-1} \bar{E}_{s+1} C_{s+1} C_s^{-1} \bar{E}_s^{-1} W_s & 0 \\ 0 & V_{s+1}^{-1} B_{s+1} B_s^{-1} V_s \end{bmatrix} \overbrace{\begin{bmatrix} \mathbf{U}_{ee}^- & \mathbf{U}_{eh}^- \\ \mathbf{U}_{he}^- & \mathbf{U}_{hh}^- \end{bmatrix}}^{\mathbf{U}_{s+1}^-} \begin{bmatrix} W_s^{-1} W_{s+1} & 0 \\ 0 & V_s^{-1} V_{s+1} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & W_{s+1}^{-1} \bar{E}_{s+1} C_{s+1} C_s^{-1} E_s K_r^{s+1} \bar{E}_s V_{s+1} \\ V_{s+1}^{-1} B_{s+1} B_s^{-1} K_r^{s+1} W_{s+1} & 0 \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} 0 & W_{s+1}^{-1} K_r^{s+1} \bar{E}_{s+1} V_{s+1} \\ V_{s+1}^{-1} K_r^{s+1} W_{s+1} & 0 \end{bmatrix}, \quad (21)$$

where  $+\mapsto r_{s+1}^+$  and  $-\mapsto r_{s+1}^-$  denote the right and left edge of an interface, respectively. We have also posed  $K_r^{s+1} = -m/(r_{s+1} k_0) K_z$ . Interchanging subscripts  $s$  and  $s+1$  as well as superscripts  $+$  and  $-$  allows us to express the reverse transformations going inwardly (from  $+$  to  $-$  edge of a generic interface). We have expressed immittance matrices as two-by-two block matrices, that relate electric, magnetic, and electromagnetic weights at each interface, because the use of inverse rule of the FMM results in different expressions of coupling coefficients.

A chain rule that allows us to transform the immittance matrix going through the succession of radially homogeneous layers and discontinuities is provided by Eqs. (21) and (15) [or equivalent Eq. (16)]. This constitutes the basis of the method that allows us to compute resonances and relative field profiles, as explained in Section 4.

#### 4. HOMOGENEOUS PROBLEM AND ITS SOLUTION

As usual in guided-wave theory, the resonance frequencies (free oscillations) of a resonator can be obtained from the solution of a proper eigenvalue problem, usually expressed as a homogeneous system of linear equations, that depends on the eigenvalue in a nonlinear fashion. Knowing the location of resonances could simplify their identification during experimental characterization. Here we discuss how to obtain the homogeneous problem for microresonators. In principle, being WGMs intrinsically lossy, two different choices can be made: (i) to compute the complex resonant frequency of modes for a fixed azimuthal order  $m$ ; (ii) to compute a complex azimuthal propagation constant at any fixed physical (real) wavelength.

The first gives rise to issues on normalization (in fact a complex oscillation implies unbounded fields at  $r \rightarrow \infty$ ), that one has to face if the model is applied to the analysis of interaction between different systems using, for example, coupled-mode theory: a possible solution is discussed in [20]. Vice versa, when employing a complex azimuthal wavenumber [case (ii)], special attention should be paid when dealing with Bessel functions of complex order, since they can face several numerical issues, as discussed in detail in [10].

Nevertheless we opt for approach (i), which lends itself to a more physically transparent picture, since resonant wavelengths are readily obtained. In this spirit, for damped oscillations, we can calculate the quality factor (see, e.g., [21]) from the complex resonant frequencies  $\omega_c \in \mathbb{C}$ , as follows:

$$Q = \frac{\text{Re}\{\omega_c\}}{2 \text{Im}\{\omega_c\}}, \quad (22)$$

or equivalently from the complex resonant wavelengths, as

$$Q = -\frac{\text{Re}\{\lambda_c\}}{2 \text{Im}\{\lambda_c\}}. \quad (23)$$

The starting point to obtain the homogeneous problem is to consider that physical consistency, introduced by Eq. (13), implies a simple form for immittance matrices at both radial extrema, that read as

$$\mathbf{U}_1 = \mathbf{U}(r_1) = \frac{N_0 \bar{J}_m(k_0 N_0 r_1)}{J_m(k_0 N_0 r_1)}, \quad (24)$$

at the innermost interface and

$$\mathbf{U}_f = \mathbf{U}(r_f) = \frac{N_f \bar{H}_m^{(2)}(k_0 N_f r_f)}{H_m^{(2)}(k_0 N_f r_f)}, \quad (25)$$

at the outermost one.

Then we choose an interface where the eigenmode field is expected to be strong, say  $s'$ , and starting from  $\mathbf{U}_1$  we iterate through the sequence of interfaces, by applying iteratively Eq. (21) (interfaces), and Eq. (15) (homogeneous layer propagation), in order to obtain  $\mathbf{U}_{s'}^{L-}$ . In the same way [using Eq. (16) for propagation], we compute  $\mathbf{U}_{s'}^{L+}$ , propagating inward from  $\mathbf{U}_f$ .

Finally, by imposing that these two matrices match, we end up with the homogeneous problem, whose solutions correspond to WGMs

$$(\mathbf{U}_{s'}^{L-} - \mathbf{U}_{s'}^{L+}) \mathbf{p}(r_{s+1}^-) = 0. \quad (26)$$

Nontrivial solutions of Eq. (26) give resonant wavelengths (as complex zeros of matrix determinant), as well as modal weights  $\mathbf{p}$ . However, solving this sort of problem is not straightforward, since we deal with full matrices and complex zeros of a nonlinear function. In spite of the fact that the matrix dimension is not very large, the computation of the determinant can lead to numerical divergence and/or loss of accuracy. Many alternative methods were proposed and discussed, see [22–26], that exploit basically matrix manipulations or some complex calculus. Among linear algebra tools, singular value decomposition (SVD) is known to be generally implemented as a very robust routine. Therefore, we have chosen to implement singular value (SV) minimization (as described in detail in [23] and outlined below), which, though being a bit com-

putationally demanding, turns out to be the most reliable method among those described in the literature.

By denoting the  $n$ -by- $n$  matrix of the homogeneous system [Eq. (26)] as  $A \equiv (\mathbf{U}_s^{L-} - \mathbf{U}_s^{L+})$ , we can find nontrivial solutions by searching for values of  $\lambda$  that makes the minimum singular value of  $A$  to be zero. Let us denote the map

$$\lambda \rightarrow f(\lambda) = \min_k \sigma_k(A), \quad k = 1, \dots, n, \quad (27)$$

where  $\{\sigma_k\}_k$  is the set of singular values of  $A=A(\lambda)$  (which can be proven to be nonnegative real numbers), and  $f$  is a function that maps the complex plane  $\mathbb{C}$  into its semiaxis  $\mathbb{R}^+$ . Then the solution  $\lambda = \lambda_c$  of the homogeneous problem can be written as

$$\lambda_c = \arg \min_{\lambda \in \mathbb{C}, \text{Re}\{\lambda\} > 0, \text{Im}\{\lambda\} < 0} f. \quad (28)$$

Thus, we have reduced the calculations of resonances and modes to solve a minimization problem. Compared with [23], we do not look for a minimum point in a line segment, but in a plane, using a Nelder–Mead minimization routine [27].

Modal weights result as the right singular vector corresponding to the last computed  $f$ .

## 5. RESULTS AND DISCUSSION

We can now discuss reliability and performance of our method, by focusing specifically on rings or disks with small radii, which guarantee high planar integrability in photonic chips. We test our results by comparing them with those obtained by means of *ab initio* time domain simulations of discretized Maxwell equations, using our own implemented 3D-FDTD [28]. To clarify the crucial role of the vectorial nature of the modes, we compare the results also with those obtained by means of a 2D algorithm based on the effective index approximation of axial modes [20]. In particular we consider two typical examples. The first one is a microring, with internal and external radii 1 and 1.2  $\mu\text{m}$ , respectively, 0.300  $\mu\text{m}$  thick, composed by silicon ( $n_r=3.48$ ) immersed in silica ( $n_s=1.44$ ). The second one consists of a microdisk, 0.77  $\mu\text{m}$  in

**Table 1. Resonant Wavelength and Quality Factor of Quasi-TE Modes with Azimuthal Order  $m$  of a Microring Resonator<sup>a</sup>**

	$m$				
	11	12	13	14	15
3D-FDTD					
$\lambda$	1.2277	1.1767	1.1312	1.0900	1.0537
$Q$	142	371	1081	2224	6224
C-RCWA					
$\lambda$	1.2193	1.1820	1.1037	1.0948	1.0606
$Q$	170	400	1518	2694	5297
2D					
$\lambda$	1.2749	1.2124	1.1587	1.1115	1.0692
$Q$	87	216	586	1717	5355

<sup>a</sup>The results from the 3D full vectorial algorithm (C-RCWA) are compared with a 3D-FDTD model and a simple EIM-based 2D approach.

**Table 2. As in Table 1 for Quasi-TM Modes of a Microring Resonator**

	$m$				
	11	12	13	14	15
3D-FDTD					
$\lambda$	1.3344	1.2769	1.2248	1.1770	1.1313
$Q$	657	1916	4303	11369	12109
C-RCWA					
$\lambda$	1.3899	1.2700	1.2512	1.1697	1.1372
$Q$	721	1814	5226	7632	9042
2D					
$\lambda$	1.3928	1.3242	1.2628	1.2073	1.1566
$Q$	317	859	2470	7429	23064

radius, composed by a material of refractive index  $n_d=3.2$ , completely surrounded by a material of index  $n_s=1.5$ , corresponding to insulator-passivated semiconductor. The disk thickness is  $t=0.240 \mu\text{m}$ .

For both devices, we compute complex resonant wavelengths of a set of overall modes with increasing azimuthal index  $m$ , for both quasi-TE and -TM polarizations. The results are summarized in Tables 1 and 2 for the microring, and Tables 3 and 4 for the microdisk. The implemented modal method is used with a period (or equivalently a computational window) of 6  $\mu\text{m}$  and truncation order  $M \approx 100$  at which we reach convergence (see Fig. 2). Conversely FDTD is employed in the case of the ring with a discretized cell  $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 25 \text{ nm}$ , a box of  $60 \times 60 \times 28$  cells with a boundary of eight cells, and  $\Delta t = 2.4073 \times 10^{-17} \text{ s}$  with 90,000 steps, whereas in the case of the disk  $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 20.6 \text{ nm}$ , a box of  $97 \times 97 \times 97$  cells with a boundary of eight cells for the disk, and  $\Delta t = 1.985 \times 10^{-17} \text{ s}$  with 90,000 steps. The quality factor from the FDTD time series is computed by means of the Harminv code [29].

By looking at the tables, and comparing values obtained by means of the three approaches, we notice that the results of our 3D vectorial method show a satisfactory agreement with the 3D-FDTD, whereas the results obtained by means of the 2D approach exhibit larger discrepancies, thus allowing us to conclude that a 2D approach is not reliable in terms of predicting correct values of the resonances. It is worth pointing out that the com-

**Table 3. As in Table 1 for Quasi-TE Modes of a Microdisk Resonator**

	$m$					
	5	6	7	8	9	10
FDTD						
$\lambda$	1.5760	1.4036	1.2685	1.1592	1.0690	0.9924
$Q$	19	40	86	194	438	1036
C-RCWA						
$\lambda$	1.5735	1.4019	1.2655	1.1583	1.0694	0.9938
$Q$	16	34	82	175	350	828
2D						
$\lambda$	1.6290	1.4425	1.2961	1.1788	1.0830	1.0031
$Q$	8	16	33	69	150	336

**Table 4. As in Table 1 for Quasi-TM Modes of a Microdisk Resonator**

	<i>m</i>					
	6	7	8	9	10	11
3D-FDTD						
$\lambda$	1.3113	1.2081	1.1179	1.0471	0.9759	0.9183
$Q$	24	52	111	251	568	1524
C-RCWA						
$\lambda$	1.3079	1.2045	1.1122	1.0358	0.9706	0.9132
$Q$	25	52	105	215	536	1254
2D						
$\lambda$	1.3398	1.2280	1.1340	1.0539	0.9848	0.9246
$Q$	11	20	40	83	178	401

putation of quality factors starting from the FDTD time series is sometimes sensitive to simulation parameters, and a fine tuning of the proposed algorithm is needed, particularly concerning PML settings. While in the FDTD method, the PML can show unattended reflection due to the spatial discretization, in modal methods, the PML affects the electromagnetic eigenvalue map and the modal profiles. Thus special care must be taken to avoid artifacts. In particular, as discussed in [30], infinite PML absorption corresponds to replacing radiative modes with leaky modes, which diverge at an open infinite boundary. Moreover they do not describe rigorously every kind of guided propagation phenomenon. Similarly, in our case, strong PMLs give rise to high peaks inside the PML layer, and a noticeable bending of modal eigenvalues away from the imaginary axis. Following the approach of [18], and denoting as  $\Pi$  the portion of fundamental cell  $\Lambda$  that corresponds to the physical domain, and  $\gamma$  the absorption figure, we find that it is convenient not to exceed  $\gamma=2/(1+j)$ , and to set  $0.3 < \Pi/\Lambda < 0.7$ , in order not to have an extremely strong absorbing effect [30]. Furthermore, in our implementation, we have not usually performed any piecewise mapping ( $f_{\text{PML}}=1$  in the notation of [18]).

The typical dependence of the results on the truncation order  $M$  is shown in Fig. 2 for quasi-TE and -TM modes of azimuthal number  $m=7$ , and two different values of com-

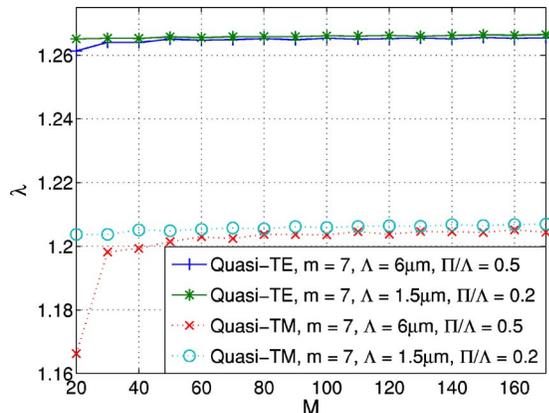


Fig. 2. (Color online) Convergence plots for microdisk quasi-TE and -TM modes of order  $m=7$ : resonant wavelengths versus truncation order  $M$  for two different values of the window (period)  $\Lambda$ , and ratio  $\Pi/\Lambda$  of physical to total window. Here the absorption figure of the PML is set to be  $\gamma=0.5-j0.5$

putational window  $\Lambda$  and ratio  $\Pi/\Lambda$ . As shown, the value of the resonant wavelength converges rapidly as  $M$  increases, while the final value is affected slightly (the relative change  $\Delta\lambda/\lambda$  is of the order of  $10^{-3}$ ) by the choice of the parameters of the computational window. Moreover, in order to show the importance of using a 3D method to compute the true vectorial nature of the modes, we report a few examples of modal profiles in Figs. 3 and 4. Both figures show the hybrid character of the WGM eigensolutions. To highlight the order of magnitude of the field components we have reported in both figures the maximal absolute value of the relative component [notice that we kept the normalization of magnetic field as in Eq. (2), i.e., magnetic fields are normalized by  $-j\sqrt{\epsilon_0/\mu_0}$  to obtain the same units]. In particular the small disk TM mode is characterized by field components virtually of the same order, as shown in Fig. 4. The peak of  $E_z$  is twice as much of the peak value of  $H_z$ , while it is the opposite for  $\theta$  components.  $H_r$  is instead far larger than  $E_r$ : those properties seem related to the small disk diameter only, while varying  $m$  does not affect this trend much. The hybrid character of the microring quasi-TE mode in Fig. 3 is weaker, as expected by its larger size. The magnetic field is mainly directed along  $z$ , while the electric field is on the ring plane.

Finally, we point out that, compared to usual FDTD full vectorial simulations, our approach turns out to be much faster. To obtain a resonant mode of fixed azimuthal order, it takes no longer than a quarter-hour on a modern per-

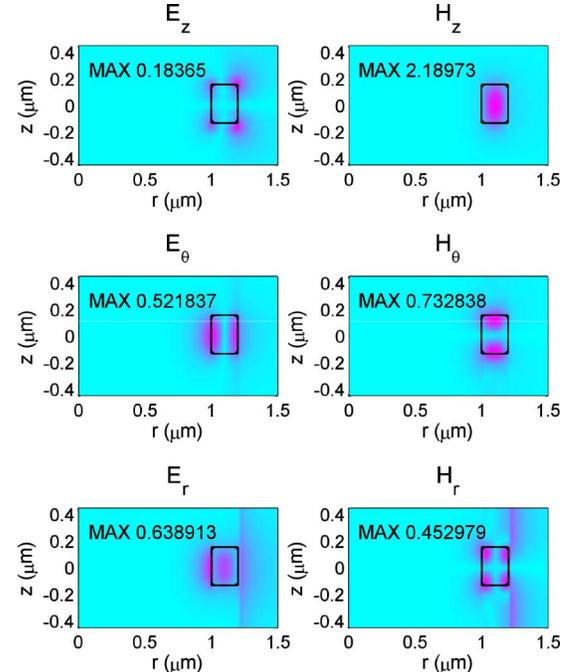


Fig. 3. (Color online) Microring resonator: cross-sectional view of the absolute value of electric and magnetic (normalized by  $-j\sqrt{\epsilon_0/\mu_0}$ ) field components of quasi-TE mode of azimuthal order  $m=12$ , with resonant wavelength  $\lambda=1.1820 \mu\text{m}$  and  $Q=400$ . The box represents the section of the ring, while the reported numbers are the maximum value of the relative quantities. Top: distribution of axial vertical components  $E_z$  and  $H_z$ ; center: azimuthal components  $E_\theta$  and  $H_\theta$ ; bottom: radial components  $E_r$  and  $H_r$ .

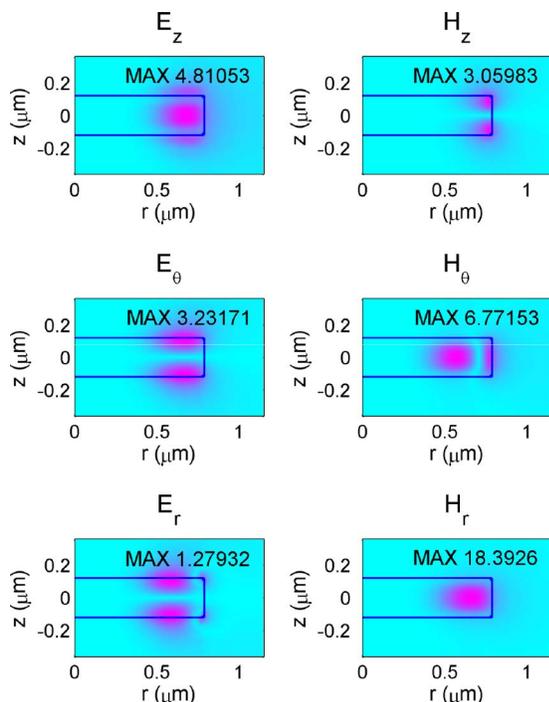


Fig. 4. (Color online) As in Fig. 3 for the microdisk, quasi-TM mode of order  $M=9$ , with resonant wavelength  $\lambda=1.0358\ \mu\text{m}$  and  $Q=215$ . Top: distribution of axial vertical components  $E_z$  and  $H_z$ ; center: azimuthal components  $E_\theta$  and  $H_\theta$ ; bottom: radial components  $E_r$  and  $H_r$ .

sonal computer, in spite of the fact that it is implemented in Matlab, while our parallel FDTD code (in Fortran) takes about an hour on a four-processor cluster. This is due also to the fact that a Cartesian FDTD, when applied to describe cylindrical devices, suffers from a staircase approximation whose impact could be reduced only at the expense of making the discretization mesh sufficiently fine.

## 6. CONCLUSION

In summary, we have applied the aperiodic Fourier-modal method to cylindrically symmetric structures. We have proved how it simplifies the computation of a modal basis (along the vertical direction) and overlap integrals. We remark that we do not have to put any boundary in a radial direction, since we know exactly how each mode depends on  $r$  up to infinity. Moreover the method allows to include PML boundaries to improve the accuracy of modal analysis along  $z$ . An admittance matrix formulation permits to obtain good quantitative results and to study a variety of structures with cylindrical symmetry. Though we obtained in general a reliable and fast 3D mode solver to analyze microintegrated devices, we point out that the computation can be improved in specific situations by working on the choice of simulation parameters. Finally a thorough investigation of solving methods for the electromagnetic eigenvalue problem is crucial to improve the convergence.

## ACKNOWLEDGMENT

This work was partially supported by the Marie Curie Early Stage Research Training Project 504195 EDITH.

## REFERENCES

1. K. J. Vahala, "Optical microcavities," *Nature* **424**, 839–846 (2003).
2. A. M. Matsko and V. S. Ilchenko, "Optical resonators with whispering-gallery modes part I: basics," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **12**, 3–14 (2006).
3. T. M. Benson, S. V. Boriskina, P. Sewell, A. Vukovic, S. C. Greedy, and A. I. Nosich, "Micro-optical resonators for microlasers and integrated optoelectronics," in *Frontiers in Planar Lightwave Circuit Technology: Design, Simulation and Fabrication*, S. Janz, J. Čtyroký, and S. Tanez, eds. (Springer, 2006), pp. 39–70.
4. S. M. Spillane, T. J. Kippenberg, and K. J. Vahala, "Ultralow-threshold Raman laser using a spherical dielectric microcavity," *Nature* **415**, 621–623 (2002).
5. A. Yariv, Y. Xu, R. K. Lee, and A. Scherer, "Coupled-resonator optical waveguide: a proposal and analysis," *Opt. Lett.* **24**, 711–713 (1999).
6. D. K. Armani, T. J. Kippenberg, S. M. Spillane, and K. J. Vahala, "Ultra-high- $Q$  toroid microcavity on a chip," *Nature* **421**, 925–928 (2003).
7. P. Bienstman, S. Selleri, L. Rosa, H. P. Uranus, W. C. I. Hopman, R. Costa, A. Melloni, I. C. Andreani, J. P. Hugonin, P. Lalanne, D. Pinto, S. S. A. Obayya, M. Dems, and K. Panajotov, "Modelling leaky photonic wires: a mode solver comparison," *Opt. Quantum Electron.* **38**, 731–759 (2006).
8. T. M. Benson, S. V. Boriskina, P. Sewell, A. Vukovic, S. C. Greedy, and A. I. Nosich, "Microcavities: an inspiration for advanced modelling techniques," in *Proceedings of the 7th International Conference Transparent Optical Networks (ICTON)* (IEEE, 2005), pp. 272–275.
9. A. Morand, Y. Zhang, B. Martin, K. P. Huy, D. Amans, P. Benech, J. Verbert, E. Hadji, and J. M. Fédéli, "Ultra-compact microdisk resonator filters on SOI substrate," *Opt. Express* **14**, 12814–12821 (2006).
10. L. Prkna, M. Hubálek, and J. Čtyroký, "Field modeling of circular microresonators by film mode matching," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **11**, 217–223 (2005).
11. R. Stoffer, K. R. Hiremath, M. Hammer, L. Prkna, and J. Čtyroký, "Cylindrical integrated optical microresonators: modeling by 3-D vectorial coupled mode theory," *Opt. Commun.* **256**, 46–67 (2005).
12. Ph. Lalanne, J. P. Hugonin, and J. S. Gerard, "Electromagnetic study of the quality factor of pillar microcavities in the small diameter limit," *Appl. Phys. Lett.* **84**, 4726–4728 (2004).
13. M. G. Moharam, E. B. Grann, D. A. Pommet, and T. K. Gaylord, "Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings," *J. Opt. Soc. Am. A* **12**, 1068–1076 (1995).
14. P. Lalanne and E. Silberstein, "Fourier-modal methods applied to waveguide computational problems," *Opt. Lett.* **25**, 1092–1094 (2000).
15. P. Lalanne and G. M. Morris, "Highly improved convergence of the coupled-wave method for TM polarization," *J. Opt. Soc. Am. A* **13**, 779–784 (1996).
16. L. Li, "Use of Fourier series in the analysis of discontinuous periodic structures," *J. Opt. Soc. Am. A* **13**, 1870–1876 (1996).
17. F. L. Teixeira and W. C. Chew, "Systematic derivation of anisotropic PML absorbing media in cylindrical and spherical coordinates," *IEEE Microw. Guid. Wave Lett.* **7**, 371–373 (1997).
18. J. P. Hugonin and P. Lalanne, "Perfectly matched layers as nonlinear coordinate transforms: a generalized formalization," *J. Opt. Soc. Am. A* **22**, 1844–1849 (2005).
19. L. Li, "Formulation and comparison of two recursive matrix algorithms for modeling layered diffraction gratings," *J. Opt. Soc. Am. A* **13**, 1024–1035 (1996).
20. K. Phan-Huy, A. Morand, D. Amans, and P. Benech, "Analytical study of the whispering-gallery mode in two-dimensional microgear cavity using coupled-mode theory," *J. Opt. Soc. Am. B* **22**, 1793–1803 (2005).

21. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Electrodynamics of Continuous Media* (Pergamon, 1984).
22. A. S. Sudbø, "Film mode matching: a versatile numerical method for vector mode field calculations in dielectric waveguides," *Pure Appl. Opt.* **2**, 211–233 (1993).
23. V. A. Labay and J. Bornemann, "Matrix singular value decomposition for pole-free solutions of homogeneous matrix equations as applied to numerical modeling methods," *IEEE Microw. Guid. Wave Lett.* **2**, 49–51 (1992).
24. E. Anemogiannis and E. N. Glytsis, "Multilayer waveguides: efficient numerical analysis of general structures," *J. Lightwave Technol.* **10**, 1344–1351 (1992).
25. E. Anemogiannis, E. N. Glytsis, and T. K. Gaylord, "Efficient solution of eigenvalue equations of optical waveguide structures," *J. Lightwave Technol.* **12**, 2080–2084 (1994).
26. O. Conradi, "Determining the resonator wavelength of VCSELs by Cauchy's integral formula," *Opt. Quantum Electron.* **31**, 1047–1058 (1999).
27. J. H. Mathews, "Nelder-Mead search for a minimum," <http://math.fullerton.edu/mathews/n2003/NelderMeadMod.html>.
28. A. Taflove and S. C. Hagness, *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*, 3rd ed. (Artech House, 2005).
29. A. Mandelshtam and H. S. Taylor, "Harmonic inversion of time signals," *J. Chem. Phys.* **107**, 6756–6769 (1997), implemented by S. G. Johnson, <http://ab-initio.mit.edu/wiki/index.php/Harminv>.
30. P. Bienstmann and R. Baets, "Advanced boundary conditions for eigenmode expansion models," *Opt. Quantum Electron.* **34**, 523–540 (2002).

# Analytical Study of the Microdisk's Resonant Modes Coupling With a Waveguide Based on the Perturbation Theory

Alain Morand, Kien Phan-Huy, Yohan Desieres, and Pierre Benech

**Abstract**—An analytical method for the calculation of the coupling between a microdisk and a waveguide is presented. The theoretical analysis is based on the perturbation theory well known in integrated optics. Only whispering-gallery modes with high quality factor are considered to be propagating in this study when the microresonator is used as a laser structure. The influence of the distance disk/waveguide is investigated. These results are compared with calculations obtained with a two-dimensional finite-difference time domain needing more computational requirements. A good agreement between both methods is shown.

**Index Terms**—Integrated optics, microdisk resonators, perturbation theory, resonant cavities, whispering gallery mode.

## I. INTRODUCTION

**D**IELECTRIC microcavities are very interesting candidates for the realization of many photonic integrated functions like laser cavities or wavelength filters. Microdisks that support whispering-gallery modes (WGMs) are very high-quality resonators [1], [2]. WGMs are strongly confined within the disk thanks to internal reflection at semiconductor/air boundaries. It is then possible to use very small disks, keeping a high Q-factor. The diameter size of the disks is typical of 1 μm. The disks are fabricated into standard epitaxial III–V material layers with a simple process [3]. Small cavities allow very low threshold with continuous emission [4], [5]. Microdisks have been widely studied theoretically by many authors. Performances of single microdisks have been calculated by analytical approaches [6], [7]; however, in most cases the coupling efficiency with a waveguide is simulated using a two-dimensional (2-D) finite-difference time-domain (FDTD) algorithm [8]. This can be explained by the fact that it is not easy to find the analytical solution of this problem. The results obtained with 2-D FDTD are in very good agreement with experiment but suffer from drawbacks. One may say that 2-D FDTD simulations are quite slow especially for high-Q resonances. Moreover, using circular shapes with a standard Cartesian simulation grid introduces artificial roughness and the splitting of degeneracy standing modes [9], [10]. As a consequence, it is necessary to use very small spatial pitch to avoid such effects.

Analytical methods overcome those difficulties but require some theoretical developments. In this paper, we develop a per-

turbation approach to the coupling between a disk microcavity and a waveguide. The perturbation theory is well known in physics and electromagnetism. It gives accurate results in most cases and needs very small computational times. It is based on the eigenmode expansion of the 2-D disk and waveguide. Our results have been compared to 2-D FDTD simulations and show that our analytical method enables rapid evaluations of the structure's performance.

## II. DESCRIPTION OF FREE OSCILLATION IN A 2-D DISK (CYLINDER)

In the case of a planar waveguide or microcavity with an invariance of the structure and of the field in the Y-direction, the solution of Maxwell's equations can be divided in two independent groups, the TE and TM polarized field [11]. The TE polarized field component  $E_{cy1}^{\pm}$  of a cylinder disk shown in Fig. 1 is given by

$$E_{cy1}^{\pm} = E_{cy1} e^{\pm jm\theta} e^{\pm j\beta y} \quad (1)$$

where the integer  $m$  is the azimuthal number and  $\beta$  is the propagation constant in the  $y$ -direction.  $E_{cy1}$  is a solution of the Helmholtz equation of a classical fiber in which case there is not light propagation along the cylinder axis ( $\beta = 0$ ). The core refractive index is  $n_1$  and the cladding refractive index is  $n_2$

$$r^2 \frac{d^2 E_{cy1}}{dr^2} + r \frac{dE_{cy1}}{dr} + \left[ \frac{u_i^2 r^2}{a^2} - m^2 \right] E_{cy1} = 0$$

$$u_i = a n_i \frac{\omega_c}{c} \quad (2)$$

with  $0 \leq r \leq a$

$$E_{cy1,y} = A_1 J_m \left( \frac{u_1 r}{a} \right)$$

$$H_{cy1,\theta} = -A_1 j \omega_c \epsilon_0 n_1^2 \frac{a}{u_1} \frac{dJ_m \left( \frac{u_1 r}{a} \right)}{dr} \quad (3)$$

and with  $a < r$

$$E_{cy1,y} = A_2 H_m^{(2)} \left( \frac{u_2 r}{a} \right)$$

$$H_{cy1,\theta} = -j A_2 \omega_c \epsilon_0 n_2^2 \frac{a}{u_2} \frac{dH_m^{(2)} \left( \frac{u_2 r}{a} \right)}{dr} \quad (4)$$

with  $a$  the radius of the cylinder,  $n_i$  the refractive index of the cylindrical layer,  $\omega_c$  the frequency, and two constants  $A_1$  and  $A_2$  to determine.

Manuscript received May 22, 2003; revised December 12, 2003. This work was supported in part by the RMNT Program.

The authors are with IMEP/ENSERG, 38016 Grenoble Cedex 1, France (e-mail: morand@enserg.fr).

Digital Object Identifier 10.1109/JLT.2004.824528

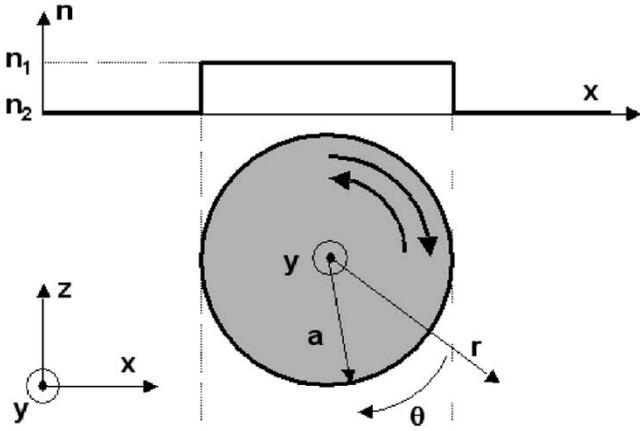


Fig. 1. Refractive index profile of the resonator cylinder with  $n_1$  refractive index inside the cylinder and  $n_2$  refractive index outside the cylinder.

Within the microdisk the field solution of the Helmholtz equation is described by a Bessel function of the first kind. Outside, the field solution is a traveling wave in the  $r$  direction represented by a Hankel function of the second kind. This last function shows that this structure is necessarily leaky. Matching the boundary conditions at the surface  $r = a$  of the electric field ( $E_{\text{cyl},y}$ ) and the magnetic field ( $H_{\text{cyl},\theta}$ ) leads to the  $2 \times 2$  matrix

$$\begin{pmatrix} J_m(u_1) & -H_m^{(2)}(u_2) \\ -\frac{n_1^2}{u_1} \frac{dJ_m(u_1)}{dr} & -\frac{n_2^2}{u_2} \frac{dH_m^{(2)}(u_2)}{dr} \end{pmatrix} = 0. \quad (5)$$

To obtain the trivial solutions of this system, the determinant of the matrix must be equal to zero, which leads to

$$\frac{n_2^2}{u_2} J_m(u_1) \frac{dH_m^{(2)}(u_2)}{dr} - \frac{n_1^2}{u_1} H_m^{(2)}(u_2) \frac{dJ_m(u_1)}{dr} = 0. \quad (6)$$

For a given number  $m$ , several complex frequency  $\omega_c = \text{Re}(\omega_c) + j\text{Im}(\omega_c)$  are solutions of this equation. We can define the resonant frequency and the quality factor with

$$\omega_{\text{res}} = \sqrt{\text{Re}(\omega_c)^2 + \text{Im}(\omega_c)^2} \quad (7)$$

$$Q_0 = \frac{\text{Re}(\omega_c)}{2\text{Im}(\omega_c)}. \quad (8)$$

The higher wavelength of resonance  $\lambda_{\text{res}}$ , obtained with  $\omega_{\text{res}}$ , has only one maximum along the radial axis of the cylinder. In this case, two electric fields are rotating in the structure, each with opposite directions. The sum of both fields  $E_{\text{cyl},y}^{\pm}$  gives a stationary mode  $E_{\text{res},y}$ , shown in Fig. 2. The structure we have simulated is a cylinder with a radius  $a = 1 \mu\text{m}$  and refractive indexes  $n_1 = 2.2$  and  $n_2 = 1$ . The WGM with  $m = 7$  has a resonant wavelength at  $\lambda_{\text{res}} = 1.4265 \mu\text{m}$  and a quality factor  $Q = 297$ . Once the electric field  $E_{\text{res},y}$  and the magnetic field  $H_{\text{res},\theta}$  have been calculated, the radial power radiated outside the cylinder can be found through the integral of the Poynting vector along the radial direction over the circumference of the cylinder

$$P_{\text{rad}} = \frac{1}{2} \text{Re} \left( \int_0^{2\pi} E_{y,\text{res}} \times H_{\theta,\text{res}}^* r d\theta \right). \quad (9)$$

The free oscillation describes the evolution of the system after a “infinite temporal excitation.” As the structure is leaky, as time goes by, stationary power decreases and so is the radiated power. Let us take a picture of the microdisk radiated power  $P_{\text{rad}}$  at a specific moment  $t_1$ . As the lightwave travels along the  $r$  axis, a point  $r_1$  far away from the cylinder on the  $r$  axis represents the radiated power at the point  $r_0$  near the cylinder at  $t_0 < t_1$ , which allows one to say that  $P_{\text{rad}}(r_1, t_1) = P_{\text{rad}}(r_0, t_0)$ . Power in the disk decreases with time, so that if we compare the field at the same point  $r_0$  for two different times, we get  $P_{\text{rad}}(r_0, t_1) < P_{\text{rad}}(r_0, t_0)$ . From the two last equations we may conclude that  $P_{\text{rad}}(r_0, t_1) < P_{\text{rad}}(r_1, t_1)$ . It means at a specific time  $t_1$  the radiated power increases along the  $r$  axis. As a consequence, the  $P_{\text{rad}}$  increases with  $r$ : it is a leaky mode structure [12].

### III. COUPLING WITH A WAVEGUIDE: A PERTURBATION THEORY (OR EVALUATION OF $Q$ IN A WAVEGUIDE-COUPLED DISK)

Propagating fields in the bidimensional waveguide are solutions of the Helmholtz equation

$$\Delta \psi_{\text{guide},i}^{\pm} + n^2(x) \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \psi_{\text{guide},i}^{\pm}}{\partial t^2} = 0 \quad (10)$$

where

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \quad \psi_{\text{guide},i}^{\pm} = \psi_{\text{guide},i} e^{\mp j\beta_i z}$$

and  $\psi_{\text{guide},i}$  is the electric field component  $E_{\text{guide},y}$  or magnetic field component  $H_{\text{guide},y}$  depending on the case of interest. The index  $i$  refers to the order of the guided modes. We will treat only the case of electric field  $E_{\text{guide},y}$ . Calculations are similar for  $H_{\text{guide},y}$ .

The disk is considered as a perturbation of the straight waveguide showed in Fig. 3. Neglecting the radiation modes, the solution of the perturbed equation is a linear combination of the structure’s guided modes not perturbed, with a variable amplitude  $b_i(z)$  for every modes. The Helmholtz equation becomes

$$\Delta \sum_i \left( b_i^+(z) \psi_{\text{guide},i}^+ + b_i^-(z) \psi_{\text{guide},i}^- \right) + n^2(x) \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \sum_i \left( b_i^+(z) \psi_{\text{guide},i}^+ + b_i^-(z) \psi_{\text{guide},i}^- \right)}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \quad (11)$$

with the perturbation  $P = a_{\text{res}} \varepsilon_0 \delta(n^2) \psi_{\text{res}}$ , where  $a_{\text{res}}$  is the amplitude of the field in the resonator,  $\delta(n^2)$  is the variation of permittivity due to the presence of the disk, and  $\psi_{\text{res}} = \psi_{\text{cyl}}^+ + \psi_{\text{cyl}}^-$  is the field of the chosen mode in the resonator. Since we are interested in the case of good resonance (high- $Q$  factor), the imaginary part of the complex pulsation is small compared with the real part, i.e., the spectrum of the resonator is quasi-monochromatic. So  $\text{Im}(\omega_c) \ll \text{Re}(\omega_c) = \omega$  and  $(\partial \psi_{\text{res},y} / \partial t) = j\omega \psi_{\text{res},y}$ . The second derivative order of  $b_i^{\pm}(z)$  can be neglected since the coupling efficiency between

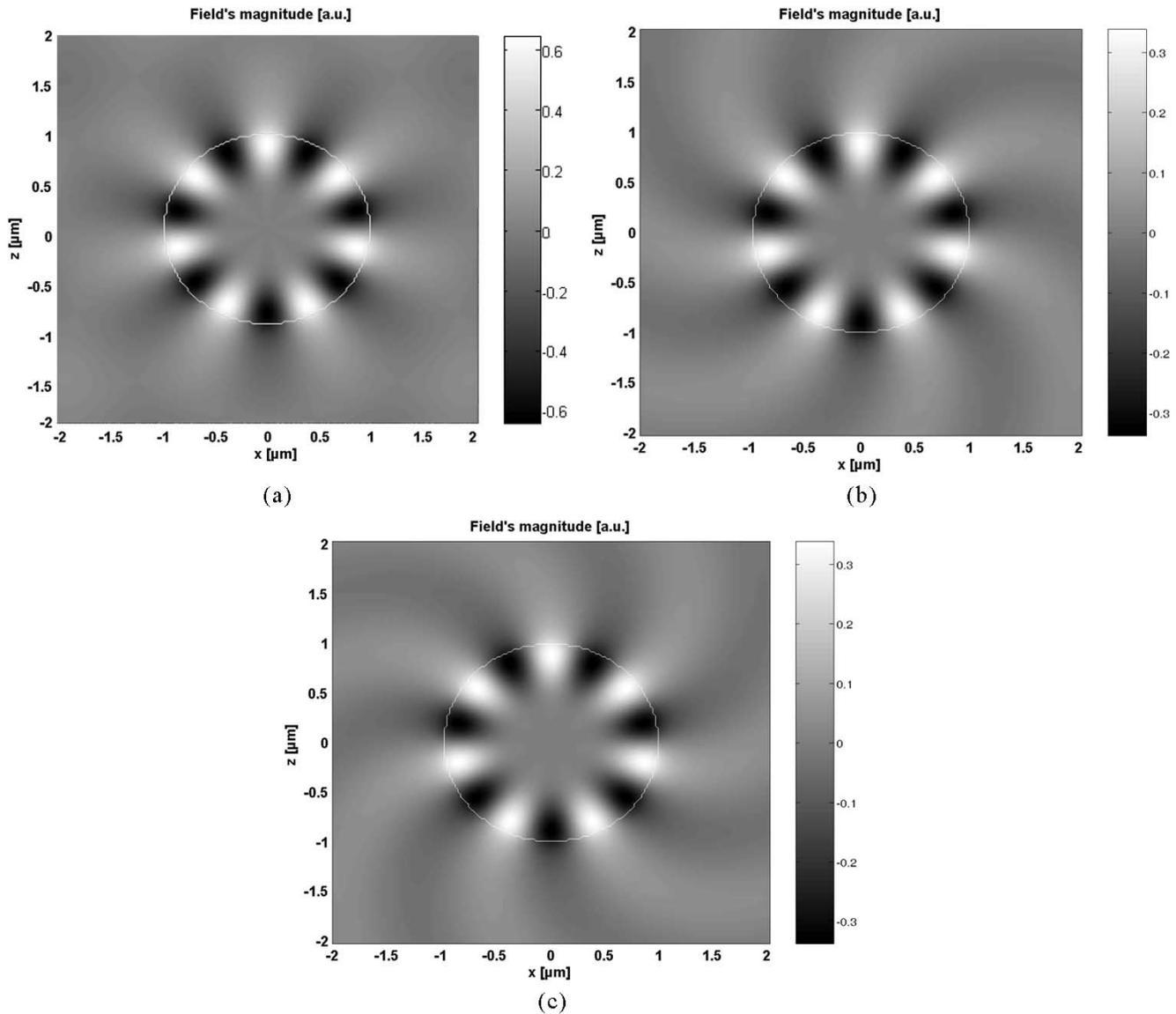


Fig. 2. Real field  $E_y$  of the (a) stationary mode, (b) left turning mode, and (c) right turning mode.

the straight waveguide and the resonator is relatively low. The Helmholtz perturbed equation becomes

$$\sum_i 2j\beta_i |\psi_{\text{guide},y,i}| \left[ \frac{\partial b_i^-(z)}{\partial z} e^{+j\beta_i z} - \frac{\partial b_i^+(z)}{\partial z} e^{-j\beta_i z} \right] = a_{\text{res}} \mu_0 \varepsilon_0 \delta(n^2) \frac{\partial^2 \psi_{\text{res},y}}{\partial z^2}. \quad (12)$$

Since  $\psi_{\text{res}}$  is a stationary field as exposed in the previous paragraph, it is necessary to consider the backward and forward modes that are generated inside the waveguide by the resonator mode. Taking into account the orthogonality relation of the guided modes in the case of an electric field  $E_{\text{guide},y}$  [13]

$$\delta_{i,j} = \frac{\beta_i}{2\omega\mu_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \psi_{\text{guide},y,i} \psi_{\text{guide},y,j}^* dx \quad (13)$$

and multiplying (11) by  $\psi_{\text{guide},y,j}^*$  gives in this case after integration

$$\begin{aligned} \frac{\partial b_i^-(z)}{\partial z} e^{+j\beta_i z} - \frac{\partial b_i^+(z)}{\partial z} e^{-j\beta_i z} &= - \frac{a_{\text{res}} \mu_0 \varepsilon_0 \omega^2 \int \delta(n^2) \psi_{\text{res},y} |\psi_{\text{guide},y,i}^*| dx}{2j\beta_i \int |\psi_{\text{guide},y,i}| |\psi_{\text{guide},y,i}^*|} \\ &= K(z). \end{aligned} \quad (14)$$

To find the evolution of the waveguide mode amplitude, we derive the previous relation. The second derivative order of  $b_i^\pm(z)$  is always neglected. This last relation introduces the variation of the coupling coefficient before and after the position  $z$

$$\frac{\partial b_i^-(z)}{\partial z} e^{+j\beta_i z} + \frac{\partial b_i^+(z)}{\partial z} e^{-j\beta_i z} = - \frac{j}{\beta_i} \frac{\partial K(z)}{\partial z}. \quad (15)$$

With (13) and (14), we obtain two equations with the two interested functions  $b_i^\pm(z)$

$$\frac{\partial b_i^-(z)}{\partial z} = \frac{1}{2} \left[ K(z) - \frac{j}{\beta_i} \frac{\partial K(z)}{\partial z} \right] e^{-j\beta_i z} \quad (16)$$

$$\frac{\partial b_i^+(z)}{\partial z} = -\frac{1}{2} \left[ K(z) + \frac{j}{\beta_i} \frac{\partial K(z)}{\partial z} \right] e^{+j\beta_i z}. \quad (17)$$

We consider that the quantity of light coupled from the disk into the waveguide is very important compared with the light coupled from the waveguide into the disk. This happens when light is generated in the waveguide. So we do not take into account back-coupling of energy from the waveguide to the resonator. Moreover, as there is no source at the end and the beginning of the waveguide,  $b_i^+(-\infty) = 0$  and  $b_i^-(+\infty) = 0$ . The evolution of the different amplitudes is then given by

$$b_i^+(z) = - \int_{-\infty}^z \frac{1}{2} \left[ K(z) + \frac{j}{\beta_i} \frac{\partial K(z)}{\partial z} \right] e^{+j\beta_i z} dz \quad (18)$$

$$b_i^-(z) = \int_z^{+\infty} \frac{1}{2} \left[ K(z) - \frac{j}{\beta_i} \frac{\partial K(z)}{\partial z} \right] e^{-j\beta_i z} dz. \quad (19)$$

$b_i^\pm(z)$  can only be evaluated by numerical integration. The total power carried out by the waveguide mode, at each end face of the waveguide, is  $P_{\text{guide}} = 2 \bullet (1/2) |b_i^+ (+\infty)|^2 \text{Re}(\int_{-\infty}^{+\infty} E_{\text{guide},y} \times H_{\text{guide},x}^* dx)$ .

We can now evaluate the Q-factor of the resonator coupled with a waveguide. For the case of interest, the power radiated by the disk per unit of thickness ( $P_{\text{rad}}$  given previously) is given by

$$P_{\text{rad}} = \frac{\delta E_{\text{rad}}}{\delta t} = \frac{\delta E_{\text{inside}}}{\delta t} \quad (20)$$

where  $E_{\text{rad}}$  and  $E_{\text{inside}}$  are, respectively, the energy lost and the energy inside the resonator. Since  $(\partial E_{\text{inside}}/\partial t) = -2\text{Im}(\omega_c)E_{\text{inside}}$ , we obtain  $E_{\text{inside}} = (P_{\text{rad}}/2\text{Im}(\omega_c))$ . Taking into account the effect of the straight waveguide on the losses of the disk, the total energy lost by the resonator is due to the radiation and to the energy coupled to the waveguide

$$\delta E_{\text{loaded}} = \delta E_{\text{guide}} + \delta E_{\text{rad}}. \quad (21)$$

This is equivalent to

$$\frac{\delta E_{\text{loaded}}}{\delta t} = \frac{\delta E_{\text{guide}}}{\delta t} + \frac{\delta E_{\text{rad}}}{\delta t}. \quad (22)$$

Let  $\omega_{\text{loaded}}$  be the complex pulsation of the perturbed structure. We hope that only the imaginary part of the complex pulsation is affected by the presence of the straight waveguide. Since  $P_{\text{guide}} = (\delta E_{\text{guide}}/\delta t)$ , and  $(\delta E_{\text{loaded}}/\delta t) = 2\text{Im}(\omega_{\text{loaded}})E_{\text{inside}}$ , the previous equation gives

$$\text{Im}(\omega_{\text{loaded}}) = \text{Im}(\omega_c) \left[ 1 + \frac{P_{\text{guide}}}{P_{\text{rad}}} \right]. \quad (23)$$

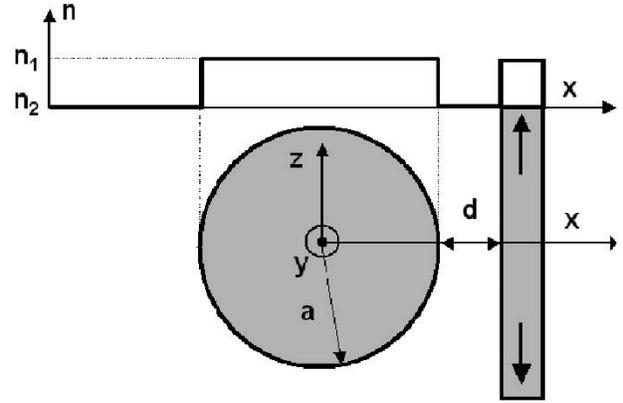
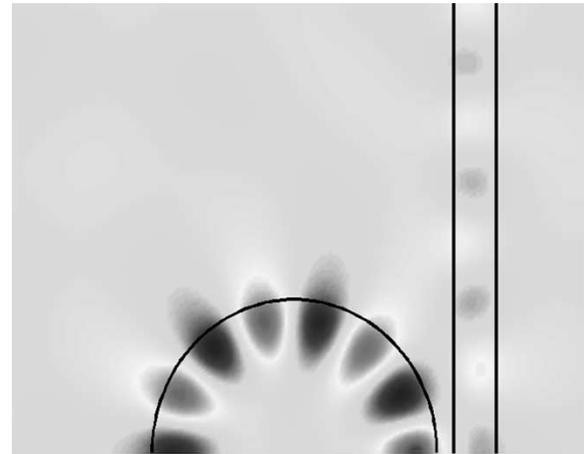
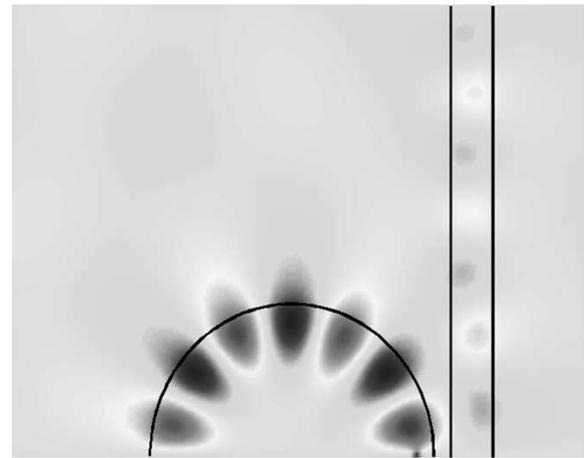


Fig. 3. Refractive index profile of the resonator cylinder coupling with a waveguide.



(a)



(b)

Fig. 4. Evolution of the real field  $E_y$  given by the 2-D FDTD in the structure with a length  $d = 1.2 \mu\text{m}$ . (a) A symmetry plane at  $z = 0$  is used to calculate the even field mode and (b) an antisymmetry plane at  $z = 0$  is used to calculate the odd field mode.

The quality factor is defined by  $Q_{\text{loaded}} = (\omega/2\text{Im}(\omega_{\text{loaded}}))$  and is easily obtained

$$Q_{\text{loaded}} = \frac{Q_0}{\left[ 1 + \frac{P_{\text{guide}}}{P_{\text{rad}}} \right]}. \quad (24)$$

#### IV. RESULTS COMPARED WITH THOSE OBTAINED USING AN FDTD METHOD

To validate our model, a 2-D FDTD computation has been used [14] with a square mesh and a spatial step of 20 nm ensuring both algorithm stability and acceptable accuracy [14]. The dimensions of the computational cell are 200 by 200 nodes. Perfect matching layers absorbing boundary conditions [14], [15] are used at each boundaries. A dipole is placed at the periphery of the resonator disk to excite only the WGM. This dipole generates a Gaussian temporal pulse centered at the frequencies of interests. At the end of the straight waveguide, the field evolution is stored in time during the evolution of the temporal loop. The fast Fourier transform spectrum of this temporal field evolution gives rise to resonant frequency that corresponds to the mode of the structure. Then, the square modulus of this spectrum is fitted by a Lorentz function to obtain the quality factor of this resonance.

The structure simulated is the same cylinder viewed previously. The straight waveguide is defined by the same refractive index, and its width is  $0.3 \mu\text{m}$ . The length between the edge of the cylinder and the edge of the waveguide is  $d$ . In this case, two orthogonal standing modes could appear in this structure. The first is called the even mode for a symmetry property with the axis  $x = 0$  and the second is called odd mode for an antisymmetry property with the axis  $x = 0$ . The even field distribution at the resonant frequency was calculated and presented in Fig. 4 for a length  $d = 0.12 \mu\text{m}$ . With the FDTD and analytical methods, the new quality factor  $Q_{\text{loaded}}$  is calculated for different length  $d$  from  $0.04$  to  $0.8 \mu\text{m}$ . The respective results are shown in Fig. 5 for different azimuthal number  $m$ . The three curves tend toward the value of single cylinder quality factor over  $d = 0.6 \mu\text{m}$  where the effect of the waveguide becomes negligible. The analytic method curve follows the evolution of the two FDTD method curves for different numbers  $m$ . The difference between the third curves is first caused by the Cartesian simulation grid, which increases the mode losses calculated with the FDTD method. Secondly, in our approach, we supposed that all the energy going outside the cylinder is either radiated or coupled in the waveguide. Indeed, as the coupling length is short, we supposed that the coupled energy in the waveguide does not rewind in the cylinder. But, in our case, the high refractive index introduces high reflection at each interface, which is maximum for a resonant wavelength  $\lambda_{\text{res}} = 4 * d$  corresponding to a length  $d$  close to the peak calculated by the FDTD method. To take into account this phenomenon in our model, waveguide to disk coupling must be studied, but this case is more complicated and will be treated in a next publication. Moreover, the repartition of the field in the microdisk, which is different for the two orthogonal modes, leads to different resonance curves in Fig. 5. Nevertheless, it seems that the method can be used even if the length  $d$  is inferior to  $0.1 \mu\text{m}$  and will be more and more true with better quality factors. Our approach can be a good solution to estimate the evolution of the coupling between the two structures, comparing the computing times. Indeed, for only one single length  $d$ , and with a standard PC, half an hour

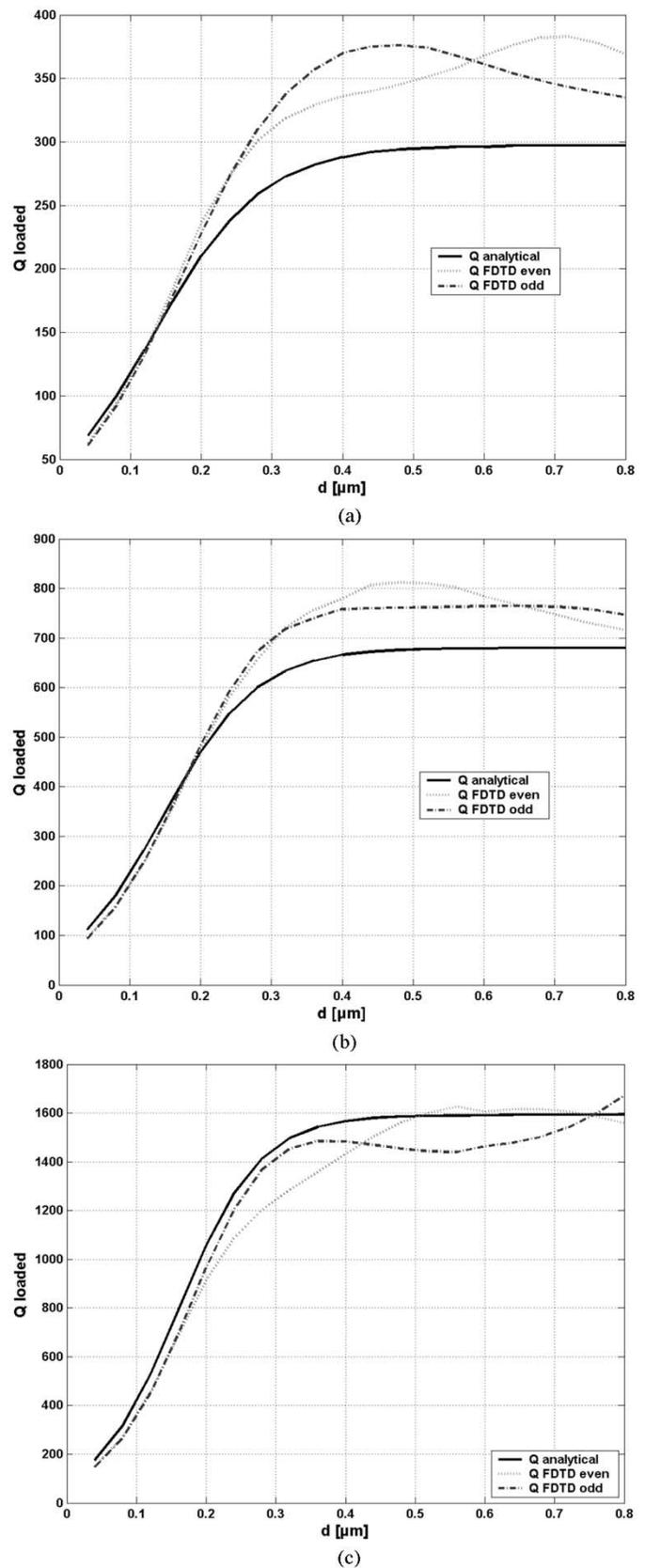


Fig. 5. Comparison of quality factor evolution with  $d$  between analytical method and 2-D FDTD method. (a)  $m = 7$ , (b)  $m = 8$ , and (c)  $m = 9$ .

is necessary for the FDTD method, whereas a few seconds are necessary for the analytical approach.

## V. CONCLUSION

In this paper, we present a new approach based on the perturbation theory to calculate the coupling between the stationary cylinder modes and a straight waveguide mode. Even if it is a perturbed method, it can be used with a waveguide close to the cylinder. These results have been validated by the 2-D FDTD method. Our method gives very good predimensioning of the structure with very small time of computation. In the future, waveguide to disk coupling must be taken in account. The results obtained can be applied for the design of laser and passive resonators.

## ACKNOWLEDGMENT

The authors acknowledge C. Seassal, X. Letartre, and G. Hollinger for fruitful discussions. The authors would like to thank P. Morris for improving the English of the manuscript.

## REFERENCES

- [1] K. Djordev, C. Seung-June, C. Sang-Jun, and P. D. Dapkus, "High-Q vertically coupled InP microdisk resonators," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 14, pp. 331–333, Mar. 2002.
- [2] D. Rafizadeh, J. P. Zhang, A. Taflove, K. A. Stair, and S. T. Ho, "Waveguide-coupled AlGaAs/GaAs microcavity ring and disk resonators with high finesse and 21.6 nm free spectral range," *Opt. Lett.*, vol. 22, no. 16, pp. 1244–1246, Aug. 1997.
- [3] C. Seassal, X. Letartre, and J. Brault *et al.*, "InAs quantum wires in InP based microdisks: mode identification and continuous wave room temperature laser operation," *J. Appl. Phys.*, vol. 88, no. 11, pp. 6170–6174, Dec. 2000.
- [4] B. Gayral, J. M. Gérard, A. Lemaître, C. Dupuis, L. Manin, and J. L. Pelouard, "High Q wet etched GaAs micodisks containing InAs quantum boxes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 75, no. 13, pp. 1908–1910, Sept. 1999.
- [5] L. Zhang and E. Hu, "Lasing from InGaAs quantum dots in an injection microdisk," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 82, no. 3, pp. 319–321, Jan. 2003.
- [6] D. R. Rowland and J. D. Love, "Evanescent wave coupling of whispering gallery modes of a dielectric cylinder," *Proc. Inst. Elect. Eng. J*, vol. 140, no. 3, pp. 177–188, June 1993.
- [7] R. P. Wang and M. Dumitrescu, "Theory of optical modes in semiconductor microdisk lasers," *J. Appl. Phys.*, vol. 81, no. 8, pp. 3391–3397, Apr. 1997.
- [8] T. Baba, "Photonic crystals and microdisk cavities based on GaInAsP-InP system," *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, vol. 3, pp. 808–830, June 1997.
- [9] A. Sakai and T. Baba, "FDTD simulation of photonic devices and circuits based on circular and fan-shaped microdisks," *J. Lightwave Technol.*, vol. 17, pp. 1493–1499, Aug. 1999.
- [10] B. E. Little and J.-P. Laine, "Surface roughness-induced contradirectional coupling in ring and disk resonators," *Opt. Lett.*, vol. 22, no. 1, pp. 4–6.
- [11] A. W. Snyder and J. D. Love, *Optical Waveguide Theory*. London: Chapman and Hall, 1983.

- [12] P. Benech and D. Khalil, "Rigorous spectral analysis of leaky structures: Application to the prism coupling structure," *Opt. Commun.*, vol. 118, no. 3–4, pp. 220–226, 1995.
- [13] D. Marcuse, *Theory of Dielectric Optical Waveguides*. New York: Academic, 1991.
- [14] A. Taflove, *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference-Time-Domain Method*. Reading, MA: Aretch House, 1995.
- [15] J. P. Berenger, "A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves," *J. Comput. Phys.*, vol. 114, pp. 185–200, 1994.



**Alain Morand** was born on May 7, 1972 in France. He received the Ph.D. degree in optoelectronic from the Université Joseph-Fourier of Grenoble, France. His Ph.D. work focused on an electrooptic modulator on an ion-exchanged glass waveguide using nonlinear polymer overlay.

He joined the IMEP/CNRS, Grenoble, France, as an Associate Professor in 2000. His current research interests are modelization of passive integrated optical devices, especially in high optical confinement structures like photonic crystal waveguides or SOI

waveguides.



**Kien Phan-Huy** was born on August 24, 1979 in France. He received the engineering (Master's) degree in physics from the Ecole Nationale Supérieure de Physique de Grenoble, France, in 2002. He is currently working toward the Ph.D. degree at the IMEP/CNRS, Grenoble, France.

His research interests include the analytical study of integrated optical devices like the microresonator for high confinement structures.

**Yohan Desieres**, photograph and biography not available at the time of publication.



**Pierre Benech** was born in 1964.

He has been a Professor and teaches guided-wave optics and electromagnetism at the Institut National Polytechnique de Grenoble, France, since 1997 and is the Vice Director of the National School of Physics of Grenoble. Since 1987, he has been working on the technology of glass-integrated optics for telecommunications and sensors applications. He is co-inventor of nine patents on those subjects. He has also developed a modal analysis of optical waveguide discontinuities (the radiation spectrum method) and works

also on the modelization of PBG structures.