



HAL
open science

Développement d'un gyroscope intégré en technologie de guide d'onde SiN

Eva Kempf

► **To cite this version:**

Eva Kempf. Développement d'un gyroscope intégré en technologie de guide d'onde SiN. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université de Lyon, 2022. Français. NNT : 2022LYSEI051 . tel-03860457

HAL Id: tel-03860457

<https://theses.hal.science/tel-03860457>

Submitted on 18 Nov 2022

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.



N°d'ordre NNT : 2022LYSEI051

THESE de DOCTORAT DE L'UNIVERSITE DE LYON
opérée au sein de
L'institut national des sciences appliquées de Lyon

Ecole Doctorale N° 160
Electronique, Electrotechnique et Automatique

**Electronique, Micro et Nano-électronique, Optique et Laser /
Nanophotonique**

Soutenue publiquement le 07/06/2022, par :
Eva Kempf

**Développement d'un gyroscope intégré
en technologie de guide d'onde SiN**

Devant le jury composé de :

THUAL Monique

LERONDEL Gilles

BROQUIN Jean-Emmanuel

OROBTCHOUK Régis

CHARETTE Paul

MONFRAY Stéphane

Professeure IUT Lannion/UR1

Professeur UTT Troyes

Professeur Grenoble INP - UGA

Maître de conférence INSA Lyon

Professeur Université de Sherbrooke

Docteur STMicroelectronics

Rapporteure

Rapporteur

Examineur

Directeur de thèse

Co-directeur de thèse

Encadrant de thèse

Département FEDORA – INSA Lyon - Ecoles Doctorales

SIGLE	ECOLE DOCTORALE	NOM ET COORDONNEES DU RESPONSABLE
CHIMIE	CHIMIE DE LYON https://www.edchimie-lyon.fr Sec. : Renée EL MELHEM Bât. Blaise PASCAL, 3e étage secretariat@edchimie-lyon.fr	M. Stéphane DANIELE C2P2-CPE LYON-UMR 5265 Bâtiment F308, BP 2077 43 Boulevard du 11 novembre 1918 69616 Villeurbanne directeur@edchimie-lyon.fr
E.E.A.	ÉLECTRONIQUE, ÉLECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE https://edeea.universite-lyon.fr Sec. : Stéphanie CAUVIN Bâtiment Direction INSA Lyon Tél : 04.72.43.71.70 secretariat.edeea@insa-lyon.fr	M. Philippe DELACHARTRE INSA LYON Laboratoire CREATIS Bâtiment Blaise Pascal, 7 avenue Jean Capelle 69621 Villeurbanne CEDEX Tél : 04.72.43.88.63 philippe.delachartre@insa-lyon.fr
E2M2	ÉVOLUTION, ÉCOSYSTÈME, MICROBIOLOGIE, MODÉLISATION http://e2m2.universite-lyon.fr Sec. : Sylvie ROBERJOT Bât. Atrium, UCB Lyon 1 Tél : 04.72.44.83.62 secretariat.e2m2@univ-lyon1.fr	M. Philippe NORMAND Université Claude Bernard Lyon 1 UMR 5557 Lab. d'Ecologie Microbienne Bâtiment Mendel 43, boulevard du 11 Novembre 1918 69 622 Villeurbanne CEDEX philippe.normand@univ-lyon1.fr
EDISS	INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES-SANTÉ http://ediss.universite-lyon.fr Sec. : Sylvie ROBERJOT Bât. Atrium, UCB Lyon 1 Tél : 04.72.44.83.62 secretariat.ediss@univ-lyon1.fr	Mme Sylvie RICARD-BLUM Institut de Chimie et Biochimie Moléculaires et Supramoléculaires (ICBMS) - UMR 5246 CNRS - Université Lyon 1 Bâtiment Raulin - 2ème étage Nord 43 Boulevard du 11 novembre 1918 69622 Villeurbanne Cedex Tél : +33(0)4 72 44 82 32 sylvie.ricard-blum@univ-lyon1.fr
INFOMATHS	INFORMATIQUE ET MATHÉMATIQUES http://edinfomaths.universite-lyon.fr Sec. : Renée EL MELHEM Bât. Blaise PASCAL, 3e étage Tél : 04.72.43.80.46 infomaths@univ-lyon1.fr	M. Hamamache KHEDDOUCI Université Claude Bernard Lyon 1 Bât. Nautibus 43, Boulevard du 11 novembre 1918 69 622 Villeurbanne Cedex France Tél : 04.72.44.83.69 hamamache.kheddouci@univ-lyon1.fr
Matériaux	MATÉRIAUX DE LYON http://ed34.universite-lyon.fr Sec. : Yann DE ORDENANA Tél : 04.72.18.62.44 yann.de-ordenana@ec-lyon.fr	M. Stéphane BENAYOUN Ecole Centrale de Lyon Laboratoire LTDS 36 avenue Guy de Collongue 69134 Ecully CEDEX Tél : 04.72.18.64.37 stephane.benayoun@ec-lyon.fr
MEGA	MÉCANIQUE, ÉNERGÉTIQUE, GÉNIE CIVIL, ACOUSTIQUE http://edmega.universite-lyon.fr Sec. : Stéphanie CAUVIN Tél : 04.72.43.71.70 Bâtiment Direction INSA Lyon mega@insa-lyon.fr	M. Jocelyn BONJOUR INSA Lyon Laboratoire CETHIL Bâtiment Sadi-Carnot 9, rue de la Physique 69621 Villeurbanne CEDEX jocelyn.bonjour@insa-lyon.fr
ScSo	ScSo* https://edsciencessociales.universite-lyon.fr Sec. : Mélina FAVETON INSA : J.Y. TOUSSAINT Tél : 04.78.69.77.79 melina.faveton@univ-lyon2.fr	M. Christian MONTES Université Lumière Lyon 2 86 Rue Pasteur 69365 Lyon CEDEX 07 christian.montes@univ-lyon2.fr

*ScSo : Histoire, Géographie, Aménagement, Urbanisme, Archéologie, Science politique, Sociologie, Anthropologie

Résumé / Summary

Résumé de la thèse en français

Les gyroscopes sont des capteurs de vitesse angulaire présents dans un nombre varié d'applications, telles que l'électronique grand public, l'automobile, l'aéronautique et le militaire. Il en existe trois grandes catégories, avec des performances différentes : les gyroscopes mécaniques, vibratoires (MEMS), et optiques. Le choix du type de gyroscope dépend de l'application visée : les gyroscopes optiques et mécaniques sont très précis mais coûteux et volumineux, tandis que les gyroscopes MEMS sont bon marché, mais leur sensibilité est limitée. L'émergence de la navigation autonome requiert l'utilisation de capteurs compacts et précis, et la recherche s'est tournée vers l'intégration des gyroscopes optiques sur des circuits photoniques.

Le but de cette thèse est de proposer des pistes de développement de gyroscopes optiques pouvant être fabriqués sur la plateforme photonique de STMicroelectronics, DAPHNE, à grande échelle et à moindre coût. Nous nous sommes concentrés sur l'intégration d'un gyroscope basé sur le concept d'un anneau résonant dont la fréquence de résonance varie avec la vitesse de rotation (effet Sagnac). Cette intégration est cependant complexe, car la sensibilité des gyroscopes optiques est directement reliée à leur taille et aux pertes de propagation dans l'anneau via la pente de la résonance.

Deux pistes ont donc été étudiées pour augmenter la pente de la résonance : coupler l'anneau à un interféromètre de Mach-Zehnder afin d'obtenir des résonances de Fano, et développer des guides d'onde slots horizontaux en SiN incorporant une couche d'alumine dopée erbium pour réduire les pertes effectives par de l'amplification optique. Dans le premier cas, un gain d'un facteur 2 a été démontré sur la sensibilité. Dans le second cas, des pertes de 4 dB/cm et des facteurs de qualité de 50000 ont été mesurés sur des guides d'onde et anneaux passifs fabriqués à l'INL, prouvant l'intérêt de la technologie, qui pourrait encore être améliorée en transférant la fabrication à STMicroelectronics.

Thesis summary in English

Gyroscopes are rotation rate sensors used in various fields, such as consumer electronics, automotive, aeronautics and military applications. Three main categories of gyroscope technologies can be distinguished: mechanical, vibratory (MEMS) and optical. The choice of the technology category depends on the targeted application: while optical gyroscopes are very accurate, they are expensive and bulky. MEMS gyroscopes are cheap to manufacture but have limited sensitivity. The needs of emerging applications such as autonomous navigation require the development of gyroscopes that are compact, accurate, and low cost. Integrated optical gyroscopes have high potential as a solution for this type of application.

The goal of this thesis was to explore the fabrication of integrated optical gyroscopes using the STMicroelectronics DAPHNE photonics platform for wide scale and low cost manufacturing. We focused on a design based on a ring resonator for which the resonance frequency varies with the rotation rate due to the Sagnac effect. However, small size and propagation losses in the waveguides make this very challenging. In particular, the lower the losses, the higher the resonance slope, and the better the sensitivity.

Two types of devices were studied to increase the resonance slope: coupling the ring resonator with a Mach-Zehnder interferometer to generate Fano resonances and developing SiN half-etch horizontal slots waveguides incorporating an erbium-doped oxide layer for optical amplification to reduce effective propagation losses. We demonstrated that sensitivity was multiplied by a factor two using a Mach-Zehnder interferometer. We fabricated horizontal half-etch slots waveguides at INL and we measured losses of 4 dB/cm and ring resonators quality factors as high as 50000 on passive devices, showing the interest of using such structures. These results could be further improved by transferring all fabrication steps on STMicroelectronics platform.

Remerciements

Cette thèse marque l'aboutissement de ma formation d'ingénieure et a permis la transition de mon statut d'étudiante vers le début de ma carrière scientifique. J'ai beaucoup appris durant ces trois années, tant sur le plan professionnel que personnel, et je n'aurais pas pu mener ce projet à terme sans l'aide de nombreuses personnes. Aussi, je souhaite en premier lieu remercier mes encadrants de thèse Régis Orobitchouk, Stéphane Monfray et Paul Charette pour m'avoir permis de concrétiser ce projet. Merci pour le temps que vous m'avez accordé, pour votre accompagnement scientifique et pour vos conseils tout au long de la thèse. Je remercie également toute mon équipe à STMicroelectronics pour son accueil, et en particulier Frédéric Boeuf qui a aussi suivi ce projet de m'avoir fait confiance pour la suite de ma carrière. Merci enfin aux membres du jury d'avoir accepté d'évaluer mon travail.

Je souhaite également remercier toute l'équipe i-lum de l'INL pour son accueil, et les membres du laboratoire qui m'ont apporté une aide technique indispensable sur la partie expérimentale. Merci à Alban Gassenq et Ali Belarouci pour m'avoir formée sur la lithographie laser, à Pedro Rojo Roméo, Radoslaw Mazurczyk, Florent Boismain et Brice Devif pour les dépôts de matériaux, à Sébastien Cueff et Aziz Benamrouche pour les mesures de photoluminescence, et à Solène Brottet pour les mesures au MEB. Je remercie également Cécile Jamois et Christian Séassal pour leur accueil dans l'équipe, leur écoute et leur disponibilité, ainsi qu'Erwann Fourmond, Virginie Lagarde, Annie Suslec, Lydie Ferrier, Taha Benyattou, Bruno Masenelli et toutes les autres personnes de l'équipe avec qui j'ai pu échanger durant mes années de thèse.

Merci également à Pierre Labeye et Philippe Grosse du CEA Leti pour leur aide sur la compréhension du fonctionnement et la caractérisation des gyroscopes, à Laurent Vivien et Alicia Ruiz-Caridad du C2N pour les mesures sur l'amplification optique, et à Guillaume Beaudin et Pauline Girault de l'Université de Sherbrooke pour leurs conseils techniques pendant mes présentations mensuelles.

Et bien sûr, merci à tous les doctorants, posts-doctorants et autres personnels du laboratoire avec qui j'ai eu le plaisir de partager ces trois ans de vie lyonnaise, au laboratoire et en dehors : Seif, Nicolas G., Xiao, Benjamin, Alestair, Jérémy, Théo, Huiru, Fabien, Giovanni, Charif, Jimmy et Chander. Merci pour les soirées, les sorties et les croissants du vendredi matin, et bon courage à ceux qui continuent leur thèse !

Bien entendu, je remercie aussi les (ex-)doctorants de mon équipe à ST pour les bons moments partagés et leurs précieux conseils face aux aléas de la thèse : Sandrine, Michele, Sylvain, Ismaël, Jossierand, Nicolas M. Un merci particulier à Cyrille pour la sortie kayak mémorable et pour m'avoir aidé à dessiner un gyroscope en temps record. Merci à Arnaud pour les repas partagés à l'ECL et les innombrables échantillons passés à l'ellipsométrie. J'ai hâte de vous retrouver à Grenoble.

Enfin, j'aimerais remercier ma famille, en particulier mes parents, grands-parents et ma sœur pour leur présence et leur soutien pendant toutes ces années. Merci aussi à mes amis qui m'accompagnent depuis des années pour avoir été là dans les bons moments comme les moments plus

difficiles : Naomi et Thibaut, Vincent, Victor, Anne-Sophie, Arthur, Eleu, Eva, Audrey et Philippe, Cyril, Fanny, Meryem, Madina, Mathias, Pauline, Matthieu et Manon. Et bien sûr merci à Luca pour son soutien inconditionnel pendant ces trois ans et tous les moments de bonheur partagés.

« Dans la vie, il faut trois ingrédients : du soleil, un belvédère, et dans les jambes le souvenir lactique de l'effort. »

- Sylvain Tesson

Table des matières

1	Introduction	13
2	Contexte : différents types de gyroscopes	17
2.1	Gyroscopes mécaniques	17
2.1.1	Gyroscopes mécaniques basés sur une masse en rotation	17
2.1.2	Gyroscopes de type MEMS	18
2.2	Gyroscopes optiques : l'effet Sagnac	19
2.2.1	L'Effet Sagnac : approche cinématique	20
2.2.1.1	Démonstration cinématique dans le vide	20
2.2.1.2	Démonstration cinématique dans un milieu	21
2.2.2	L'Effet Sagnac : approche relativiste	22
2.2.2.1	Calcul par loi de composition des vitesses relativiste	23
2.2.2.2	Calcul par résolution des équations de Maxwell	24
2.3	Gyroscopes optiques : différentes catégories	24
2.3.1	Gyroscopes optiques interférométriques	24
2.3.2	Gyrolasers	26
2.3.3	Gyroscopes optiques résonants	28
2.4	Méthodes d'asservissement d'un gyroscope optique résonant	30
2.4.1	Principe de la mesure en boucle ouverte	30
2.4.2	Modulation de phase sinusoïdale	31
2.5	Conclusion	33
3	Gyroscope optique intégré	35
3.1	Gyroscope intégré interférométrique	35
3.1.1	Sensibilité	36
3.1.2	Etat de l'art	38
3.2	Gyroscope intégré résonant	39
3.2.1	Anneau Résonant	39
3.2.1.1	Add-drop	40

3.2.1.2	All-pass	42
3.2.2	Sensibilité d'un Gyroscope All-Pass	43
3.2.3	Sensibilité d'un Gyroscope Add-Drop	45
3.2.4	Etat de l'art	47
3.3	Autres structures basées sur des anneaux résonants	49
3.3.1	CROW et SCISSOR	49
3.3.2	Anneau couplé à un interféromètre de Mach-Zehnder	50
3.3.2.1	Présentation du dispositif	50
3.3.2.2	Calcul de sensibilité	51
3.4	Bruit sur les photodiodes et calcul de résolution	53
3.4.1	Sources de bruit sur les photodiodes et le laser	53
3.4.2	Calcul de résolution	55
3.5	Sources de bruit sur l'anneau résonant	57
3.5.1	Bruit de rétrodiffusion	57
3.5.2	Bruit de polarisation	57
3.5.3	Effet Kerr	58
3.6	Gyroscopes optiques intégrés actifs	58
3.6.1	Gyrolaser intégré	59
3.6.1.1	Principe de fonctionnement et limitations	59
3.6.1.2	Etat de l'art	60
3.6.2	Gyroscope résonant avec compensation des pertes optiques	61
3.6.2.1	Principe de fonctionnement	61
3.6.2.2	Emission spontanée amplifiée et calcul de résolution	63
3.7	Conclusion	66
4	Conception des dispositifs	69
4.1	Optimisation du gyroscope résonant proposé	69
4.1.1	Coefficient de couplage optimal	70
4.1.2	Périmètre optimal	70
4.1.3	Résolution en fonction des pertes	71
4.2	Première structure : Anneau résonant couplé à un MZI	72
4.3	Propriétés des guides d'ondes en SiN	74
4.3.1	Différents types de SiN	74
4.3.1.1	SiN PECVD	74
4.3.1.2	SiN PVD	74
4.3.1.3	SiN LPCVD	75

4.3.2	Structures pour la caractérisation des guides d'onde en SiN déposé à ST-Microelectronics	75
4.4	Deuxième structure : Guides d'onde pour l'amplification optique	77
4.4.1	Oxyde dopé erbium	78
4.4.2	Guides d'onde slots	79
4.4.2.1	Choix du guide d'onde pour l'amplification optique	79
4.4.2.2	Guide d'onde slot vertical	80
4.4.2.3	Guide d'onde slot horizontal	81
4.5	Optimisation des guides d'onde slots horizontaux	82
4.5.1	Optimisation de la géométrie	82
4.5.1.1	Méthode	82
4.5.1.2	SiN fort indice	84
4.5.1.3	SiN standard	86
4.5.2	Structures pour la caractérisation des guides d'ondes slots	87
4.5.2.1	Structures pour la mesure des pertes	87
4.5.2.2	Anneaux résonants	88
4.6	Conclusion	90
5	Fabrication des dispositifs	91
5.1	Plateforme photonique de STMicroelectronics	91
5.2	Fabrication à l'INL : dépôts de matériaux	93
5.2.1	Dépôts d'oxydes par pulvérisation cathodique	93
5.2.1.1	SiO ₂ et Al ₂ O ₃	94
5.2.1.2	SiO ₂ :Er et Al ₂ O ₃ :Er	95
5.2.2	Dépôt de SiN par PECVD	97
5.2.2.1	Méthode	97
5.2.2.2	SiN standard	97
5.2.2.3	SiN fort indice	98
5.3	Lithographie laser	99
5.3.1	Principe de fonctionnement	100
5.3.2	Optimisation des conditions d'insolation	101
5.3.2.1	Mode matriciel	101
5.3.2.2	Mode vectoriel	102
5.3.2.3	Batch en puissance	103
5.3.2.4	Batch en focus	104
5.3.3	Ecriture des motifs	105
5.3.3.1	Méthode	105

5.3.3.2	Instabilité de la platine de déplacement	105
5.3.3.3	Transitions adiabatiques	106
5.3.3.4	Anneaux	107
5.4	Gravure ICP	108
5.4.1	Méthode	108
5.4.2	Gravure AZ Barli	109
5.4.3	Gravure SiN	109
5.5	Guides d'onde slots : structure complète	110
5.6	Conclusion	112
6	Caractérisation des dispositifs	113
6.1	Caractérisation du gyroscope résonant sur Actarus	113
6.1.1	Présentation du banc de mesures	113
6.1.2	Mesures de la transmission statique du gyroscope	115
6.1.2.1	Normalisation du signal	115
6.1.2.2	Ajustement des courbes expérimentales	116
6.1.2.3	Variation de la puissance de la chaufferette	117
6.2	Circuits SiN passifs - STMicroelectronics	119
6.2.1	Présentation du banc de mesures	120
6.2.2	Mesures de pertes	121
6.2.3	Extraction des indices effectifs	123
6.3	Circuits SiN passifs - INL	127
6.3.1	Mesures de pertes : guides d'onde strips en SiN	127
6.3.2	Mesures de pertes : guides d'onde slots horizontaux	129
6.3.3	Anneaux résonants : guides d'onde slots horizontaux	132
6.4	Guides d'onde slots horizontaux actifs	136
6.4.1	Recuit du SiN	136
6.4.2	Mesures de signaux de photoluminescence	138
6.4.2.1	Présentation du banc de mesure	138
6.4.2.2	Comparaison des conditions de dépôts et recuits	139
6.4.3	Analyses au Microscope Electronique à Transmission (MET)	140
6.4.4	Caractérisation des guides d'onde slots actifs	142
6.4.5	Conclusion	144
7	Conclusion et Perspectives	147
	Annexe A : Calcul de la variance d'Allan	151
	Annexe B : L'effet Sagnac dans un milieu diélectrique	153
	Annexe C : Al₂O₃:Er : Analyse par DRX	157

Chapitre 1

Introduction

Les gyroscopes sont des capteurs permettant de mesurer une rotation autour d'un axe fixe par rapport à un référentiel inertiel. Historiquement, le terme de "gyroscope" désigne le gyroscope mécanique de Foucault, développé au XVIII^{me} siècle et basé sur une toupie qui conserve toujours sa direction. Ce dispositif mesure un angle de rotation, à la différence du gyromètre, qui mesure la vitesse angulaire. Cependant, cette distinction n'est pas réalisée par les anglo-saxons, qui utilisent uniquement le terme de gyroscope [1]. Les gyroscopes sont utilisés dans un nombre croissant d'applications aussi variées que l'électronique grand public, la robotique, la médecine ou encore la navigation civile et militaire. Les gyroscopes peuvent être classés selon l'effet physique à l'origine de la détection de la rotation. On en distingue trois grandes catégories : les gyroscopes mécaniques ; les gyroscopes de type MEMS ("Micro-Electro-Mechanical Systems"), de type vibratoires ; et les gyroscopes optiques. Durant les quatre dernières décennies, des efforts considérables ont été réalisés dans le but d'optimiser ces gyroscopes et de les miniaturiser [2].

Les différents types de gyroscopes actuellement commercialisés, qui seront décrits au Chapitre 2, ne présentent pas tous les mêmes performances, qui dépendent de l'application visée. Ainsi, il existe un certain nombre de figures de mérites pour caractériser un gyroscope, dont les plus importantes sont listées ci-dessous :

Marche Angulaire Aléatoire :

La Marche Angulaire Aléatoire, en anglais "ARW" pour "Angular Random Walk", désigne le bruit (en théorie blanc) sur le signal de sortie du gyroscope lorsqu'il ne tourne pas. Ce bruit blanc peut s'exprimer en terme de déviation standard de vitesse de rotation équivalente par unité de bande passante, avec pour unité le $^{\circ}/h/\sqrt{Hz}$ ou, de manière équivalente, le $^{\circ}/\sqrt{h}$, avec la relation : $1^{\circ}/h/\sqrt{Hz} = \frac{1}{60}^{\circ}/\sqrt{h}$. La marche angulaire aléatoire peut également être calculée à partir de la racine carrée de la densité spectrale de puissance (DSP). Plusieurs sources de bruit, décrites au Chapitre 3, peuvent être à l'origine de la marche angulaire aléatoire. Idéalement, la source de bruit limitante est celle du bruit de grenaille photonique [3], [4].

Résolution :

La résolution $\delta\Omega$ correspond à la plus petite vitesse angulaire détectable par le gyroscope. Cette valeur est limitée par la marche angulaire aléatoire ARW et dépend de la bande passante de mesure en Hz notée B (inversement proportionnelle au temps d'intégration de la mesure τ) selon la relation : $\delta\Omega = ARW \cdot \sqrt{B}$ [5]. Elle s'exprime en $^{\circ}/h$ ou $^{\circ}/s$ et sa valeur dans la littérature est généralement donnée en fonction de la limite imposée par le bruit de grenaille photonique [2], [3].

Dérive du biais :

Idéalement, en l'absence de rotation, le signal de sortie du gyroscope devrait être nul. Ce n'est pas le cas en réalité, et le signal détecté constitue le biais du gyroscope. La dérive du biais correspond à la valeur maximale des fluctuations du biais avec le temps. Elle s'exprime en $^{\circ}/h$ et peut être causée par différents facteurs, tels que les variations de températures ou encore les vibrations mécaniques. Lorsque sa valeur est évaluée sur une longue période (1 h), on parle de dérive du biais à long terme [2], [4].

Plage de mesures :

La plage de mesures, en anglais "full range", correspond à la différence entre la valeur maximum et la valeur minimum de vitesse angulaire que le gyroscope est capable de détecter avec une certaine précision. Elle est donnée en $^{\circ}/s$ [2].

Exactitude du facteur d'échelle :

Le facteur d'échelle est le facteur de proportionnalité reliant l'entrée du gyroscope (la vitesse de rotation appliquée) à sa sortie (la vitesse de rotation détectée). Idéalement, ce facteur devrait être linéaire sur toute la plage de vitesses de rotation mesurables par le gyroscope. L'exactitude du facteur d'échelle correspond à son erreur relative et est donnée en % ou ppm (parti par millions) [2], [4].

Sensibilité aux perturbations extérieures :

La sensibilité du gyroscope aux perturbations extérieures doit être minimisée. En particulier, sa réponse doit être caractérisée en fonction de la température afin d'en garantir le fonctionnement sur une plage de température définie. Les chocs et vibrations mécaniques dégradent également la précision du gyroscope, il est donc important de prendre ces effets en compte selon l'application visée [5].

Un certain nombre de paramètres caractéristiques des gyroscopes peuvent être obtenus en l'absence de rotation par la mesure de la variance d'Allan. C'est notamment le cas de la marche angulaire aléatoire et de la stabilité du biais. Cette technique, détaillée en annexe, consiste à analyser la sortie du gyroscope dans le domaine temporel afin d'en déterminer le bruit intrinsèque selon le temps d'intégration de la mesure. A partir des différents critères définis ci-dessus, on peut classer les gyroscopes selon leurs performances, comme le montre le tableau 1.1. Les performances requises pour un gyroscope dépendent de l'application visée. Par exemple, l'électronique grand public ainsi que l'automobile rentrent dans la catégorie des performances faibles. La classe de performances tactiques concerne la navigation autonome ou encore la direction de missiles. La classe intermédiaire vise la navigation pour avions civils, la classe inertielle la navigation pour avions militaires. Enfin, la classe stratégique inclut la navigation pour sous-marins ou encore le domaine du spatial (satellites) [2], [4]–[6].

Performance	Marche Angulaire Aléatoire ($^{\circ}/\sqrt{h}$)	Stabilité du biais ($^{\circ}/h$)	Exactitude du facteur d'échelle
Faible	>0.5	10-1000	0.1-1%
Tactique	0.05-0.5	1-10	100-1000 ppm
Intermédiaire	0.005-0.05	0.01-1	10-100 ppm
Inertielle	0.0003-0.005	0.001-0.01	1-10 ppm
Stratégique	<0.0003	<0.001	<1 ppm

TABLE 1.1 – Classification des gyroscopes selon leurs performances [3], [4]

L'entreprise STMicroelectronics commercialise des puces électroniques à grande échelle pour différentes applications. Elle propose en particulier des gyroscopes de type MEMS. Le tableau 1.2 dresse les performances de l'un de ces gyroscopes (référence A3G4250D), dont les valeurs

sont extraites de sa datasheet [7]. La figure 1.1 donne le schéma du composant. Bien que ce gyroscope ait l'avantage de pouvoir détecter une rotation dans les trois directions de l'espace, on peut constater que, selon les critères du tableau 1.1, il rentre dans la classe de performances faibles.

Dimensions	Marche Angulaire Aléatoire	Résolution (B=50 Hz)	Exactitude du facteur d'échelle	Performance
$4 \times 4 \times 1.1 \text{ mm}^3$	Moyenne : $0.03^\circ/\text{s}/\sqrt{\text{Hz}}=1.8^\circ/\sqrt{\text{h}}$ Maximum : $0.15^\circ/\text{s}/\sqrt{\text{Hz}}=9^\circ/\sqrt{\text{h}}$	Moyenne : $0.2^\circ/\text{s}$ Maximum : $1^\circ/\text{s}$	Moyenne : 0.2% Maximum : 5%	Faible

TABLE 1.2 – Performances du gyroscope MEMS A3G4250D de STMicroelectronics - datasheet issue de [7]

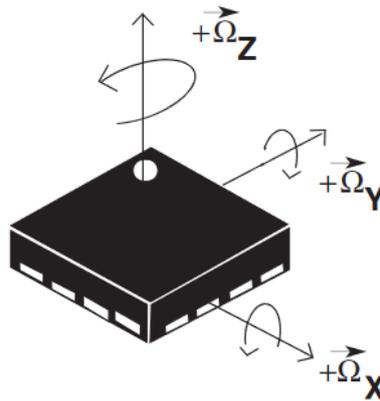


FIGURE 1.1 – Schéma du gyroscope MEMS A3G4250D de STMicroelectronics et directions des vitesses angulaires mesurables - datasheet issue de [7]

Or, l'un des principaux axes de développement de STMicroelectronics concerne l'automobile intelligente, en anglais "smart driving", dont l'objectif est, à terme, la navigation autonome. Cela implique donc une meilleure précision des gyroscopes que celle offerte par les MEMS actuellement utilisés dans les voitures classiques, dont la résolution est de l'ordre de $0.1^\circ/\text{s}$ [2]. Ainsi, la résolution visée pour les voitures autonomes est de l'ordre de $10^\circ/\text{h}$, soit environ trente fois plus faible. De plus, les MEMS actuellement commercialisés se basent sur une masse vibratoire pour détecter une rotation, et sont donc sensibles aux vibrations et chocs extérieurs [8].

Les gyroscopes optiques apparaissent alors comme une alternative à ces composants. Néanmoins, ceux actuellement commercialisés sont chers et volumineux, ce qui implique qu'ils ne peuvent être produits et vendus en grande quantité. Il serait alors intéressant de miniaturiser ces dispositifs pour s'affranchir des inconvénients des gyroscopes MEMS, viser de meilleures performances, et réduire les coûts par rapport aux gyroscopes optiques actuels. Cette miniaturisation soulève toutefois de nouvelles difficultés, que nous expliquerons au Chapitre 3. En particulier, l'intégration d'un gyroscope optique à bas coût nécessite l'utilisation d'une plateforme photonique industrielle, permettant la fabrication à grande échelle.

La photonique sur silicium a émergé à la fin des années 1980, et connaît aujourd'hui un développement important dans le domaine des télécommunications optiques, dont les débits sont toujours croissants [9]. Elle consiste à utiliser le silicium pour confiner la lumière dans des guides d'onde fabriqués avec les technologies standards de l'industrie du semi-conducteur, ce qui permet de travailler avec des équipements déjà existants, donc à faible coût. Elle bénéficie en outre de la forte disponibilité des substrats SOI ("Silicon On Insulator", pour silicium sur isolant) [10].

C'est dans ce contexte qu'a été développée la plateforme photonique de STMicroelectronics,

DAPHNE, pour "Datacom Advanced PHotonic Nanoscale Environment", qui intègre de nombreux composants passifs et actifs, tels que des photodiodes Si/Ge, modulateurs PN et PIN, multiplexeurs ou anneaux résonants [11]. Cependant, les guides d'onde en silicium sont limités par leurs pertes de propagation relativement élevées en l'absence de recuit (de l'ordre de 3 dB/cm à longueur d'onde de travail, 1310 nm), leur sensibilité à leur environnement, et leur incapacité à supporter des puissances optiques élevées. Par la suite, un second niveau de guidage de la lumière en nitrure de silicium (SiN) a donc été ajouté par-dessus le niveau en silicium, permettant la réalisation de guides d'onde avec des pertes de propagation plus faibles du fait du contraste d'indice réduit entre le SiN et la silice. Ces guides d'onde sont d'autre part moins sensibles aux effets thermiques et non linéaires [12].

Aujourd'hui, la photonique se diversifie vers de nouvelles applications, dont notamment les capteurs : biocapteurs, détecteurs de particules, LiDARs ou encore gyroscopes. C'est dans ce contexte que s'inscrit cette thèse, dont le but est d'étudier les pistes et difficultés quant au développement de gyroscopes intégrés en technologie guide d'onde SiN compatibles avec la plateforme DAPHNE.

Plan du manuscrit

Le plan de ce manuscrit est structuré de la manière suivante :

- Dans le Chapitre 2, nous présenterons plus en détails les différents types de gyroscopes, mécaniques, MEMS et optiques. Nous détaillerons en particulier les sous-catégories de gyroscopes optiques et la démonstration de l'effet Sagnac sur lesquels ils se basent pour la détection.

- Dans le 3, nous étudierons les pistes proposées dans la littérature pour intégrer les gyroscopes optiques, passifs ou actifs. Nous donnerons en particulier une analyse comparative de trois configurations différentes de gyroscopes résonants, et montrerons l'intérêt de coupler un interféromètre de Mach-Zehnder (MZI) à un anneau résonant.

- Dans le 4, nous donnerons le dimensionnement des dispositifs conçus dans le but d'améliorer les performances des gyroscopes résonants intégrés : gyroscope résonant basé sur un MZI et guides d'ondes slots horizontaux pour l'amplification optique.

- Dans les Chapitre 5 et 6, nous présenterons les étapes de fabrication à STMicroelectronics et à l'INL des dispositifs proposés, ainsi que leur caractérisation optique.

- Le Chapitre 7 clôturera ce manuscrit en dressant une conclusion ainsi que les perspectives pour la suite du développement des gyroscopes optiques intégrés.

Chapitre 2

Contexte : différents types de gyroscopes

Il existe trois grandes catégories de gyroscopes, classées selon l'effet physique sur lequel repose la détection de la vitesse angulaire. Les gyroscopes mécaniques classiques se basent sur une masse tournant autour d'un axe amovible. Les gyroscopes MEMS (« Micro-Electro-Mechanical Sensors », ou micro-capteurs électro-mécaniques), sont des gyroscopes vibratoires se basant sur l'effet Coriolis. Ces deux types de gyroscopes sont mécaniques, car ils utilisent une masse amovible pour la détection. La troisième grande catégorie de gyroscopes est celles des gyroscopes optiques. La mesure de rotation est alors basée sur l'effet Sagnac, qui crée un déphasage proportionnel à la vitesse angulaire entre deux ondes se propageant dans une boucle fermée. Le but de ce chapitre est de présenter les différents types de gyroscopes utilisés aujourd'hui.

2.1 Gyroscopes mécaniques

Le principe de fonctionnement des gyroscopes mécaniques consiste à exploiter la conservation du moment cinétique d'une masse en rotation. En faisant tourner un disque à grande vitesse, celui-ci tend à maintenir constante la direction de son axe de rotation et à s'opposer aux perturbations visant à changer son orientation [2]. La miniaturisation d'un tel dispositif étant compliquée, les gyroscopes de type MEMS, qui utilisent un résonateur mécanique sensible à l'effet Coriolis, offrent une alternative intéressante car ils ont l'avantage d'être compacts. Cette section vise à présenter plus en détails ces deux types de gyroscopes, leurs performances et leurs applications.

2.1.1 Gyroscopes mécaniques basés sur une masse en rotation

Le premier gyroscope mécanique a été mis en œuvre par Léon Foucault en 1852, alors qu'il étudiait la rotation de la Terre. La figure 2.1 montre le principe physique d'un gyroscope mécanique à masse tournante. Une masse cylindrique est mise en rotation à la vitesse ω_y selon l'axe y . Le moment cinétique associé est $\vec{L} = J \cdot \vec{\omega}_y$, où J désigne le moment d'inertie de la masse. La masse tend à garder constant son axe de rotation par rapport au référentiel inertiel. Ainsi, une rotation extérieure de vitesse constante Ω appliquée sur la masse tournante va créer un couple $\vec{\tau} = \vec{\Omega} \wedge \vec{L}$ constant et perpendiculaire à la direction de la rotation appliquée : c'est le mouvement de précession (voir Figure 2.1). Le couple est proportionnel à la vitesse de rotation appliquée et peut être mesuré via les forces qu'il génère sur les supports de la masse (flèches bleues). [5], [13]

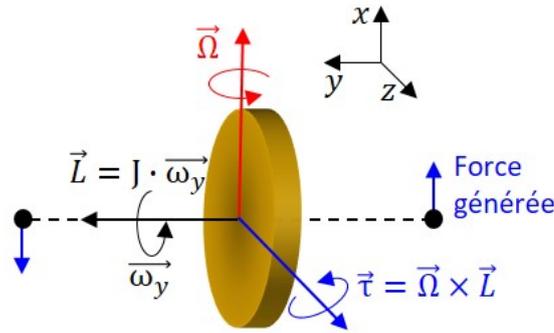


FIGURE 2.1 – Fonctionnement d’un gyroscope mécanique basé sur une masse en rotation. La masse tourne à grande vitesse ω_y . Si une rotation extérieure à la vitesse Ω est appliquée sur la masse, celle-ci subit un moment perpendiculaire à Ω . La mesure des forces associées à ce moment permet de remonter à la valeur de Ω .

De manière générale, un gyroscope mécanique est constitué d’un disque tournant monté sur deux cardans, qui permettent le mouvement de précession dans deux directions perpendiculaires, d’un cadre rigide avec deux supports tournants dont la friction doit être minimisée, et de capteurs permettant la mesure de la rotation [5]. Les gyroscopes mécaniques à masse tournante ont une haute précision (stabilité de biais de l’ordre de $0.00015^\circ/\text{h}$ [5]) et sont principalement utilisés pour des applications spatiales et militaires. Parmi eux, on peut citer le DTG (« Dynamically Tuned Gyroscope », ou gyroscope accordé dynamiquement), ou encore le CMG (« Control Moment Gyroscope », ou gyroscope à contrôle de moment)[2].

2.1.2 Gyroscopes de type MEMS

Les gyroscopes MEMS font partie des gyroscopes de type vibratoire. Ils sont aujourd’hui commercialisés à grande échelle, notamment dans les domaines de l’automobile ou de l’électronique grand public (smartphones, consoles de jeux...) [2]. Les MEMS ont en effet l’avantage d’être à la fois compacts et bon marché. Ils sont cependant limités à la classe tactique de performances [14]. La résolution des gyroscopes MEMS utilisés dans l’automobile est de l’ordre de $0.1^\circ/\text{s}$ [2].

Les gyroscopes de type MEMS sont basés sur l’effet Coriolis, qui génère un couplage entre les modes d’un résonateur mécanique. Lorsqu’une masse se déplace à une vitesse v , et qu’une rotation est appliquée, l’effet Coriolis génère une force perpendiculaire à la vitesse de déplacement. Cette force va elle-même générer un déplacement de la masse directement proportionnel à la vitesse de rotation (Figure 2.2 (a)). Ce déplacement va alors être lu en mesurant la variation de capacitance correspondante [15]. En pratique, les gyroscopes de type MEMS utilisent un système masse ressort amortisseur à deux degrés de liberté incluant deux modes résonants distincts. Une oscillation est appliquée en permanence dans l’une des deux directions (mode oscillatoire primaire, ou « drive mode »), afin de rendre le système sensible à l’effet Coriolis. Lorsqu’une vitesse de rotation est appliquée, une seconde oscillation va être générée dans la seconde direction (mode oscillatoire secondaire ou « sense mode »). En lisant l’amplitude de cette oscillation secondaire, on a alors directement accès à la vitesse de rotation subie par la masse. [2]

La figure 2.2 (b) donne le schéma du principe du premier gyroscope de type MEMS proposé en 1991. Il est constitué d’un cardan extérieur (« outer gimbal ») relié au substrat par deux rayons permettant sa rotation selon l’axe x . Le cardan intérieur (« inner gimbal ») est connecté au cardan extérieur, et supporte une masse inertielle en or de $25\ \mu\text{m}$ de hauteur. Une oscillation d’amplitude constante est appliquée sur le cardan extérieur. Lorsque le système est soumis à une rotation selon l’axe z , l’effet Coriolis va entraîner l’oscillation du cardan intérieur selon l’axe

y, dont l'amplitude va être détectée par les électrodes présentes sur le cardan. La tension aux bornes de ces électrodes va alors être remise à zéro via une boucle de rétro-action, qui applique pour cela une force dont la valeur est utilisée pour extraire la vitesse angulaire. [2]

Les MEMS étant basés sur la vibration mécanique d'une masse, ils demeurent sensibles aux chocs et vibrations extérieures [8]. L'amélioration des performances se fait au prix d'un conditionnement sous vide complexe [16]. En outre, la réduction de la taille de la masse vibrante afin d'augmenter leur compacité implique une réduction de leur résolution [2]. L'intégration de gyroscope optique apparaît alors comme une alternative intéressante aux MEMS.

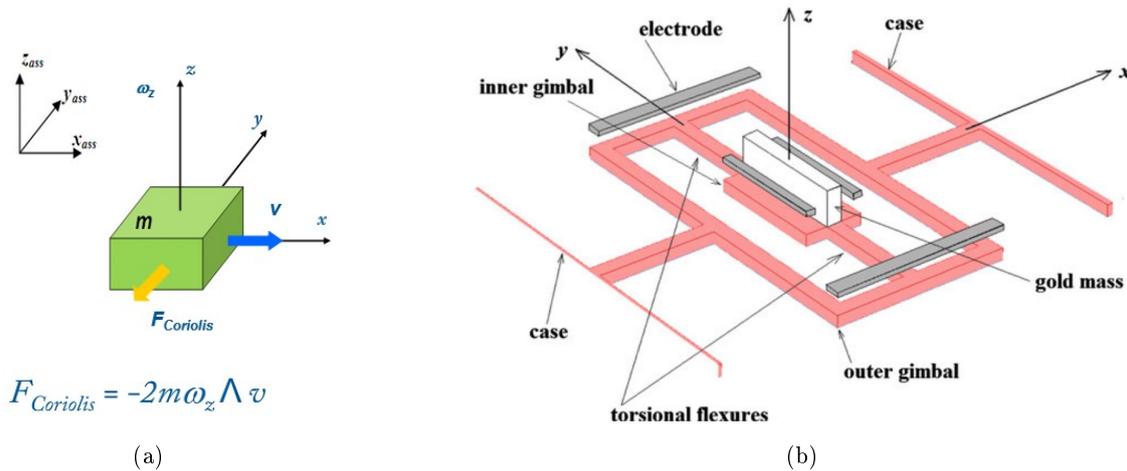


FIGURE 2.2 – (a) Principe de l'effet Coriolis appliqué sur une masse se déplaçant à la vitesse v et soumise à une vitesse de rotation ω_z [15]. (b) Schéma du premier prototype de gyroscope MEMS en 1991 - extrait de [2].

2.2 Gyroscopes optiques : l'effet Sagnac

Contrairement aux gyroscopes vibratoires, les gyroscopes optiques ne se basent pas sur l'effet Coriolis, mais sur un effet relativiste : l'effet Sagnac. Cet effet, mis en évidence par le physicien Georges Sagnac, implique que deux rayons lumineux émis respectivement dans le sens horaire et anti-horaire par un émetteur placé sur un disque tournant à une vitesse de rotation Ω reviennent à cet émetteur avec un décalage temporel, et donc un déphasage proportionnel à Ω (voir figure 2.3). Dans ses notes publiées en 1913 [17], [18], G. Sagnac attribue ce retard à l'éther lumineux, en contradiction avec la théorie de la relativité d'Albert Einstein. Cependant, en 1921, Paul Langevin fournit une première explication relativiste à l'effet Sagnac [19]. D'autre part, des contradictions ont été relevées lorsque l'on tente d'expliquer l'effet Sagnac par la présence de l'éther lumineux : l'effet Sagnac impliquerait que l'éther soit insensible à la rotation de la terre, tandis que l'expérience de Michelson-Morley nécessite qu'il soit « entraîné » par la rotation de la Terre. [20]

Le déphasage généré entre deux rayons de longueur d'onde λ se propageant dans une boucle fermée d'aire A en rotation à la vitesse Ω est donné par :

$$\Delta\Phi = \frac{8\pi A}{c\lambda} \cdot \Omega \quad (2.1)$$

Où c est la vitesse de la lumière dans le vide. Dans le cas d'une fibre enroulée sur N tours, ce déphasage est multiplié par N . De plus, ce déphasage est le même quel que soit le milieu dans lequel se propage la lumière. [21] De nombreuses explications physiques de cet effet ont été

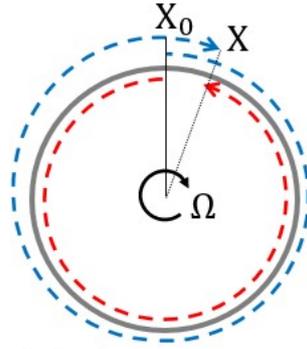


FIGURE 2.3 – Schéma du principe de l'effet Sagnac. Deux rayons lumineux sont émis par un émetteur se trouvant au point X_0 sur un disque fermé. En l'absence de rotation, les deux rayons reviendront au même instant au point X_0 . Lorsque le disque tourne dans le sens horaire à la vitesse Ω , le rayon circulant dans le sens horaire reviendra à l'émetteur, alors déplacé au point X , après un temps plus long que le rayon circulant dans le sens anti-horaire, ce qui crée un déphasage proportionnel à Ω .

proposées dans la littérature. Bien que s'agissant d'un effet relativiste, une approche cinématique permet de comprendre plus facilement le phénomène et donne un résultat correct au premier ordre. Dans cette section, on se propose donc de donner la démonstration de l'effet Sagnac par les approches cinématiques et relativistes, dans le vide et dans un milieu diélectrique.

2.2.1 L'Effet Sagnac : approche cinématique

2.2.1.1 Démonstration cinématique dans le vide

On considère deux ondes lumineuses de fréquence ν se propageant en sens inverse dans une boucle circulaire fermée. En l'absence de rotation, dans le référentiel inertiel du laboratoire, les deux ondes parcourront à la vitesse c le même chemin optique, de longueur $2\pi R$, où R est le rayon de la boucle, puis reviendront en phase à l'émetteur des 2 ondes après un temps t donné par :

$$t = \frac{2\pi R}{c} \quad (2.2)$$

Si la boucle est mise en rotation à une vitesse angulaire Ω dans le sens horaire, alors après ce même temps t , dans le référentiel du laboratoire, l'émetteur se sera déplacé d'une distance $\Delta l = R\Omega t$. Les ondes se propageant dans le sens horaire (noté «+») et anti-horaire (noté «-») auront donc parcouru un chemin optique respectivement plus long, noté L_+ , et plus court, noté L_- , qu'en l'absence de rotation :

$$L_{+,-} = 2\pi R \pm R\Omega t = 2\pi R \left(1 \pm \frac{R\Omega}{c} \right) \quad (2.3)$$

La différence de chemin optique est donnée par :

$$L_+ - L_- = 2\Delta l = 2R\Omega t \quad (2.4)$$

Or, la vitesse des deux rayons étant toujours constante égale à c , cette différence de chemin optique va engendrer un décalage temporel Δt entre le retour à l'émetteur des rayons :

$$\Delta t = \frac{L_+ - L_-}{c} = \frac{2R\Omega t}{c} = \frac{4\pi R^2}{c^2} \Omega \quad (2.5)$$

Ce décalage temporel va alors se traduire par un déphasage donné par :

$$\Delta\Phi = 2\pi\nu \cdot \Delta t = \frac{8\pi^2 R^2 \nu}{c^2} \cdot \Omega \quad (2.6)$$

Il s'agit du déphasage causé par l'effet Sagnac dans le vide [2].

2.2.1.2 Démonstration cinématique dans un milieu

Le calcul de l'effet Sagnac se complique lorsque l'on considère un milieu diélectrique d'indice n plutôt que le vide [22]. En effet, en l'absence de rotation, les deux ondes reviendront en phase à l'émetteur après un temps t_n :

$$t_n = \frac{2\pi R n}{c} \quad (2.7)$$

Une fois en rotation, au bout du temps t_n , l'émetteur se sera déplacé de $\Delta l_n = R\Omega t_n$. Les chemins optiques parcourus dans le sens horaire et anti-horaire deviendront alors :

$$L_{+, -} = 2\pi R \left(1 \pm \frac{R\Omega n}{c} \right) \quad (2.8)$$

En revanche, dans ce cas, la vitesse de la lumière dans le référentiel du laboratoire n'est plus identique dans les deux directions : un entraînement de Fresnel-Fizeau dépendant de la direction de propagation et du mouvement du milieu de propagation se produit. On note c_{+n} et c_{-n} la vitesse de la lumière se propageant dans le milieu d'indice n respectivement dans le sens horaire et anti-horaire, et α le coefficient d'entraînement Fresnel-Fizeau. On a alors :

$$c_{+, -} = \frac{c}{n} \pm \alpha R\Omega \quad (2.9)$$

Le retard entre les deux ondes devient donc, au premier ordre en $\frac{R\Omega}{c}$:

$$\Delta t_n = \frac{L_{+n}}{c_{+n}} - \frac{L_{-n}}{c_{-n}} = \frac{4\pi R^2 \Omega}{c^2} n^2 (1 - \alpha) \left(1 - n^2 \alpha \cdot \frac{R^2 \Omega^2}{c^2} \right)^{-1} \approx \frac{4\pi R^2 \Omega}{c^2} n^2 (1 - \alpha) \quad (2.10)$$

La question se pose alors de quelle valeur donner au coefficient α . On peut écrire la vitesse de la lumière dans un milieu d'indice n évoluant à une vitesse v par rapport au référentiel du laboratoire de deux manières équivalentes, notées c_1 ou c_2 [22] :

$$c_1 = \frac{c}{n(\nu_p)} + \left(1 - \frac{1}{n^2(\nu_0)} \right) v \quad (2.11)$$

Ou

$$c_2 = \frac{c}{n(\nu_0)} + \left(1 - \frac{1}{n^2(\nu_0)} - \frac{\nu_0}{n(\nu_0)} \cdot \frac{dn}{d\nu}(\nu_0) \right) v \quad (2.12)$$

Avec ν_p la fréquence de la lumière dans le référentiel du milieu en mouvement, et ν_0 la fréquence de la lumière dans le référentiel inertiel du laboratoire. Dans le cas de l'interféromètre

de Fizeau, il était plus simple de mesurer ν_0 , et donc d'utiliser l'équation (2.12). Dans le cas de l'effet Sagnac, on a plus facilement accès à ν_p , et on utilise donc préférablement l'équation (2.11). ν_p et ν_0 sont reliés par un effet Doppler lié à la translation du référentiel : $(\nu_p - \nu_0)/\nu_0 = n(\nu_0) \cdot v/c$. Ainsi, $n(\nu_0)$ est l'indice du milieu mesuré dans le référentiel du laboratoire, et $n(\nu_p)$ l'indice du milieu mesuré dans le référentiel du milieu en mouvement. On obtient alors l'équivalence entre les deux équations en faisant un développement de Taylor au premier ordre en $(\nu_p - \nu_0)$ de $1/n$, et en réinjectant l'expression du décalage Doppler :

$$\frac{1}{n(\nu_p)} = \frac{1}{n(\nu_0)} - (\nu_p - \nu_0) \cdot \frac{1}{n(\nu_0)^2} \cdot \frac{dn}{d\nu}(\nu_0) = \frac{1}{n(\nu_0)} - \frac{\nu_0}{n(\nu_0)} \cdot \frac{v}{c} \cdot \frac{dn}{d\nu}(\nu_0) \quad (2.13)$$

Ainsi, en réinjectant dans l'équation (2.11) on obtient :

$$c_1 = c \cdot \left(\frac{1}{n(\nu_0)} - \frac{\nu_0}{n(\nu_0)} \cdot \frac{v}{c} \cdot \frac{dn}{d\nu}(\nu_0) \right) + \left(1 - \frac{1}{n(\nu_0)^2} \right) = c_2 \quad (2.14)$$

On retrouve donc bien l'équivalence des équations (2.11) et (2.12).

Considérons l'équation (2.11) : dans le référentiel du milieu en mouvement, la fréquence de la lumière est la même dans les deux sens de propagation, et l'on a :

$$c_{+n} = \frac{c}{n(\nu_p)} + R\Omega \left(1 - \frac{1}{n(\nu_0)^2} \right) \quad (2.15)$$

$$c_{-n} = \frac{c}{n(\nu_p)} - R\Omega \left(1 - \frac{1}{n(\nu_0)^2} \right) \quad (2.16)$$

Avec l'équation (2.9), on en déduit donc $\alpha = 1 - \frac{1}{n^2}$. En réinjectant cette expression dans (2.10), on obtient $\Delta t_n = \frac{4\pi R^2 \Omega}{c^2}$. On retrouve le même décalage temporel que dans le vide, ce qui est normal car l'effet Sagnac est indépendant de l'indice n du milieu : l'entraînement de Fresnel-Fizeau compense l'augmentation du chemin optique $L_{+n} - L_{-n} = n \cdot (L_+ - L_-)$. Si l'on considère l'équation (2.12), on se place dans le référentiel du laboratoire : les ondes réfléchies sur l'émetteur subissent alors un décalage de Doppler $\Delta\nu$. Il faut donc utiliser des indices différents pour les ondes transmises et réfléchies par l'émetteur : $n(\nu)$ et $n(\nu_0 + \Delta\nu)$. Contrairement à ce que l'on peut trouver dans la littérature [23], il n'est alors plus possible d'utiliser l'équation (2.10), qui suppose que les ondes se propageant dans le sens horaire et anti-horaire aient le même indice optique.

2.2.2 L'Effet Sagnac : approche relativiste

L'approche cinématique a permis de retrouver le déphasage dû à l'effet Sagnac et son indépendance vis-à-vis du milieu dans lequel les ondes se propagent dans le cas d'un chemin circulaire avec un rayon défini. De même, d'autres approches listées dans l'article de Malikyn [20] permettent de retrouver ce résultat. Cependant, la méthode cinématique montre ses limites dans le cas d'ondes non électromagnétiques se propageant dans des milieux dont le coefficient d'entraînement est proche de 1 (par exemple les ondes magnétostatiques ou acoustique de surface, aussi appelées « ondes lentes » ou « slow waves »). En remplaçant (c/n) par v_{sw} , la vitesse de phase d'une onde « lente », et α par 1 dans l'équation (2.9), on obtient un décalage temporel entre les ondes dû à l'effet Sagnac $\Delta t = 0$. Or, ce résultat est faux car la théorie restreinte de la relativité prévoit que l'effet Sagnac existe bel et bien pour ce type d'onde, avec $\Delta t = 4\pi R^2 \Omega / c^2$. [20]

2.2.2.1 Calcul par loi de composition des vitesses relativiste

L'utilisation de la relativité générale pour la démonstration de l'effet Sagnac garantit un résultat rigoureux, mais conduit à des calculs très compliqués. Aussi, pour un système ne subissant pas de forte accélération ni de champ gravitationnel intense, il est préférable d'utiliser la relativité restreinte. [20] Dans l'article de Malikyn [20], on retrouve une démonstration simple basée sur la loi de composition des vitesses, que nous détaillons ici. On considère un interféromètre de Sagnac constitué d'un anneau de rayon R dans lequel se propagent deux ondes électromagnétiques de fréquence ν et de vitesse de phase v_{ph} dans un milieu arbitraire. L'interféromètre tourne à une vitesse angulaire Ω par rapport au référentiel du laboratoire. Ainsi, dans le référentiel du laboratoire, les chemins optiques L_+ et L_- parcourus par les ondes se propageant dans le sens horaire et anti-horaire entre le moment de leur émission et leur retour à l'émetteur seront donnés par :

$$L_{+,-} = 2\pi R \pm R\Omega t_{+,-} \quad (2.17)$$

Où $t_{+,-} = L_{+,-}/v_{+,-}$ désigne les temps mis par les ondes se propageant dans le sens horaire et anti-horaire pour parcourir respectivement les chemins optiques L_+ et L_- . Les vitesses de phase correspondantes $v_{+,-}$ seront données par :

$$v_{+,-} = \frac{v_{ph} \pm R\Omega}{1 \pm \frac{v_{ph}R\Omega}{c^2}} \quad (2.18)$$

Avec c la vitesse de la lumière dans le vide. En combinant les deux équations (2.17) et (2.18), on obtient :

$$t_{+,-} = \frac{2\pi R \left(1 \pm \frac{v_{ph}R\Omega}{c^2}\right)}{v_{ph} \left(1 - \frac{R^2\Omega^2}{c^2}\right)} \quad (2.19)$$

Le décalage temporel entre les deux ondes lors de leur retour à l'émetteur est alors :

$$\Delta t = t_+ - t_- = \frac{4\pi R^2\Omega}{c^2 \left(1 - \frac{R^2\Omega^2}{c^2}\right)} \quad (2.20)$$

En pratique, on ne mesure pas directement ce décalage temporel, mais le déphasage entre les deux ondes. Il est plus simple de calculer ce déphasage dans le référentiel tournant, d'autant plus que, dans le cas d'un gyroscope, les photorécepteurs sont également en rotation. Dans le référentiel tournant, le décalage temporel $\Delta t'$ est obtenu via la transformation de Lorentz :

$$\Delta t' = \Delta t \sqrt{1 - \frac{R^2\Omega^2}{c^2}} = \frac{4\pi R^2\Omega}{c^2 \sqrt{1 - \frac{R^2\Omega^2}{c^2}}} \quad (2.21)$$

Le déphasage entre les deux ondes dû à l'effet Sagnac vaut alors :

$$\Delta\phi = 2\pi\nu\Delta t' = \frac{8\pi^2 R^2\nu}{c^2 \left(1 - \frac{R^2\Omega^2}{c^2}\right)} \Omega \quad (2.22)$$

On retrouve donc le résultat obtenu par l'approche cinématique au premier ordre en $R\Omega/c$. On peut noter que ce résultat ne dépend pas de la vitesse de phase des ondes $v_{ph} = c/n$, donc de l'indice de réfraction du milieu. D'autre part, pour un milieu non dispersif tel que le vide, la vitesse de groupe est égale à la vitesse de phase et n'intervient donc pas. Dans le cas d'un milieu d'indice n , en revanche, une démonstration plus approfondie est nécessaire.

2.2.2.2 Calcul par résolution des équations de Maxwell

Le cas de l'onde plane nous a permis d'obtenir de manière simple le déphasage lié à l'effet Sagnac en utilisant la loi de composition des vitesses relativistes. Cependant, dans le cas d'un gyroscope à fibre optique, une étude électromagnétique est nécessaire à l'obtention des solutions modales des deux ondes se propageant en sens contraire, et doit lever l'ambiguïté sur l'influence de la vitesse de groupe et de l'indice effectif des modes. En 1982, Hervé Lefevre s'est proposé de résoudre l'équation de propagation de la lumière dans un matériau diélectrique en rotation en utilisant les lois de la relativité restreinte [21]. Les étapes principales de cette démonstration sont données en annexe. La principale difficulté vient du fait que s'il est possible, localement, de « découper » un mouvement de rotation en une somme de translations tangentes à l'arc de cercle défini par la rotation, afin d'appliquer la transformation de Lorentz des coordonnées du référentiel en mouvement, il n'est pas possible d'appliquer cette opération au cercle entier. En effet, le cercle représente un parcours fermé dont la périodicité rompt les conditions de synchronisation de la relativité restreinte. Dans sa démonstration, H. Lefèvre définit donc les coordonnées adaptées au système, afin d'écrire l'équation de propagation de la lumière dans un milieu diélectrique en rotation. Sans perte de généralité, il résout ensuite cette équation dans le cas d'un gyroscope à fibre optique torique. Il retrouve en particulier que l'effet Sagnac est un effet purement géométrique, qui ne dépend ni de l'indice de réfraction du milieu, ni de sa dispersion. Enfin, il a été démontré [24] que la formule (2.1) du déphasage lié à l'effet Sagnac ne s'applique pas uniquement à une boucle circulaire, mais peut se généraliser pour n'importe quelle boucle fermée formée de N tours d'aire A par :

$$\phi_s = \frac{8\pi N \vec{A}}{\lambda c} \cdot \vec{\Omega} \quad (2.23)$$

Ce déphasage va être exploité par les gyroscopes optiques afin de mesurer la vitesse angulaire. A noter, cependant, que ce déphasage est très faible : si l'on considère par exemple deux rayons lumineux se propageant autour de la Terre (rayon 6371 km), dont la vitesse de rotation est de $15^\circ/\text{h}$, on obtient un retard de seulement $\approx 413 \text{ ns}$ [4].

2.3 Gyroscopes optiques : différentes catégories

On distingue trois principales catégories de gyroscopes optiques : les gyroscopes interférométriques (« Interferometric Fiber Optic Gyroscope », ou IFOG), les gyroscopes optiques résonants (« Resonant Fiber Optical Gyroscope », ou RFOG), et les gyrolasers. Si tous se basent sur l'effet Sagnac pour la mesure de rotation, la méthode de détection diffère.

2.3.1 Gyroscopes optiques interférométriques

Le premier gyroscope interférométrique a été proposé par V. Vali et W. Shorthill en 1976 [25]. La configuration basique consiste à envoyer la lumière dans une séparatrice afin d'envoyer

deux rayons en sens contraires dans une fibre optique à faibles pertes enroulée sur plusieurs tours (voir figure 2.4). En effet, dans le cas d'une boucle interférométrique, enrouler la fibre sur plusieurs tours permet d'augmenter artificiellement le chemin optique parcouru par la lumière, et donc le déphasage lié à l'effet Sagnac. Lorsque le dispositif est mis en rotation, les deux rayons parcourent un chemin optique différent, puis interfèrent au niveau de la séparatrice.

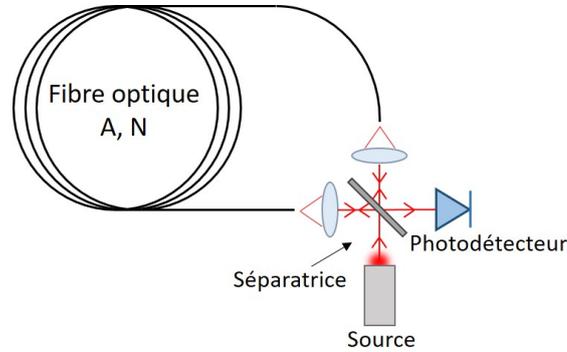


FIGURE 2.4 – Principe du gyroscope interférométrique, constitué d'une fibre optique enroulée sur N tours d'aire A . La lumière émise par la source traverse une lame séparatrice et est envoyée dans les deux sens de circulation de la fibre via des lentilles. Les deux rayons interfèrent au niveau de la séparatrice. Le signal qui en résulte est collecté par un photodétecteur, sa puissance varie avec la vitesse angulaire.

Le signal de sortie est détecté par un photodétecteur. En l'absence de déphasage initial entre les deux bras, la puissance reçue par ce dernier varie avec le déphasage causé par l'effet Sagnac $\Delta\phi$ [3] :

$$P_{out} \approx \frac{P_{in}}{2}(1 + \cos(\Delta\phi)) \quad (2.24)$$

La vitesse angulaire peut alors être mesurée sans ambiguïté sur une plage $[-\Omega_\pi; \Omega_\pi]$, où Ω_π correspond à la demi-période du signal (voir figure 2.5). En pratique, l'ajout d'un déphasage de $\pi/2$ entre les deux bras de l'interféromètre, par exemple via une modulation de phase, permet de se placer au point de sensibilité maximale du gyroscope [2]. La réponse du dispositif est alors linéaire, proportionnelle à $\Delta\phi$. De plus, en ce point, il est possible de détecter le signe de la vitesse de rotation.

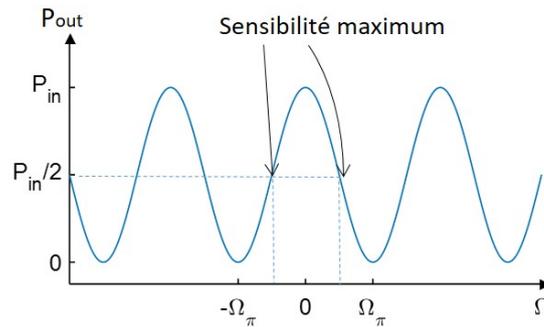


FIGURE 2.5 – Puissance détectée à la sortie d'un gyroscope interférométrique en fonction de la vitesse de rotation Ω . Ω_π et $-\Omega_\pi$ représentent les vitesses limites de détection.

Au point de sensibilité maximale, la puissance reçue par le photodétecteur devient :

$$P_{out} = \frac{P_{in}}{2} \left(1 + \cos \left(\Delta\phi \pm \frac{\pi}{2} \right) \right) = \frac{P_{in}}{2} (1 \mp \sin(\Delta\phi)) \quad (2.25)$$

L'effet Sagnac étant très faible, on a $\Delta\phi \ll 1$, et la puissance de sortie devient alors :

$$P_{out} = \frac{P_{in}}{2}(1 \mp \Delta\phi) \quad (2.26)$$

$\Delta\phi$ étant proportionnel à Ω , on retrouve alors la proportionnalité entre le signal de sortie et la vitesse angulaire.

En pratique, le gyroscope interférométrique est utilisé sous sa forme dite « réciproque », qui consiste à rajouter une seconde lame semi-réfléchissante afin que les deux signaux contre-propagatifs subissent le même nombre de transmissions et de réflexions. Cela permet d'avoir un déphasage nul lorsque le gyroscope n'est pas en rotation [2]. La performance des gyroscopes interférométriques est limitée par la non-réciprocité des fibres. Une cause possible de non-réciprocité est l'effet Kerr, causé par la dépendance non linéaire de l'indice effectif des fibres avec la puissance. Ainsi, cet effet engendrera un déphasage sur le signal de sortie si la puissance circulant dans les deux sens de l'interféromètre n'est pas parfaitement égale. Ce déphasage ne pouvant être distingué de celui causé par l'effet Sagnac, il va être limitant. Cependant, l'utilisation d'une source large bande permet de réduire efficacement ce problème [26]. De même, la diffusion Rayleigh, qui génère un biais dû au couplage entre les signaux envoyés et les signaux réfléchis, peut être réduite par l'utilisation d'une source à faible cohérence [27]. Enfin, la principale source de biais est la dépendance de l'indice effectif avec la température. Bien qu'il soit possible d'en atténuer les effets grâce à des enroulements de fibres complexes visant à compenser les perturbations [28], les variations thermiques constituent l'un des principales limitations des gyroscopes interférométriques. Aujourd'hui, les meilleurs gyroscopes interférométriques peuvent atteindre les performances de la classe stratégique, décrite dans l'introduction. Ainsi, les gyroscopes fabriqués par iXblue ont une dérive de biais à long terme de l'ordre de $100^\circ/\text{h}$, tandis qu'une dérive de $10^\circ/\text{h}$ en un mois a été démontrée par iXblue et Honeywell [29]. Ces gyroscopes sont cependant très chers et complexes à fabriquer, et d'autres gyroscopes interférométriques se limitent à la classe inertielle [4]. Enfin, il est important de noter que les gyroscopes optiques ont un fort encombrement spatial : pour un gyroscope haute résolution, la longueur de la fibre optique peut atteindre plusieurs kilomètres, et le diamètre des tours la trentaine de centimètres [3].

2.3.2 Gyrolasers

Le premier gyrolaser a été mis au point dès 1963 par W. M. Macek and D. T. M. Davis [30], et commercialisé pour la première fois en 1978 par la compagnie Honeywell, aujourd'hui leader mondial sur le marché [31]. En France, le marché est dominé par les entreprises Safran et Thalès Avionics. Les gyrolasers adressent essentiellement les marchés de performance inertielle [4]. Contrairement aux gyroscopes interférométriques, dans le cas d'un gyrolaser, la lumière ne se propage pas dans une fibre optique, mais dans une cavité résonante, constituée de trois ou quatre miroirs définissant l'aire de la cavité (voir figure 2.6). Cette cavité est très similaire à un interféromètre de Fabry-Pérot. Les miroirs qui constituent la cavité ont une réflectivité très élevée, sauf l'un d'entre eux, placé en sortie, qui présente une faible transmission. La lumière n'effectue pas d'allers-retours entre deux miroirs, comme c'est le cas pour un interféromètre de Fabry-Pérot, mais elle re-circule pendant plusieurs tours autour de la cavité, conduisant à une condition de résonance pour un nombre discret de longueurs d'ondes [3]. Dans un gyrolaser, aucune source externe n'est utilisée, mais un milieu amplificateur, par exemple un tube de gaz Hélium-Néon, est rajouté sur l'un des bras de la cavité. L'inversion de population est réalisée en créant un plasma par application d'une haute tension via des électrodes [31]. Une émission laser est alors générée dans chacun des sens de rotation de la cavité optique, et la fréquence de l'émission ν_{0_n} va dépendre du périmètre de la cavité (condition de résonance). Elle est égale à

un nombre entier de fois l'intervalle spectral libre (ISL) de la cavité, défini comme l'inverse du temps mis par la lumière pour faire un tour dans la cavité :

$$\nu_{0_n} = p \cdot ISL = p \cdot \frac{c}{nL} \quad (2.27)$$

où p est un entier naturel, c est la vitesse de la lumière dans le vide, n l'indice optique de la cavité, et L son périmètre [4]. L'ISL représente l'écart entre deux fréquences d'émission laser. Ainsi, le périmètre de la cavité peut être ajusté afin que l'émission laser coïncide avec le maximum d'émission du milieu amplificateur [32]. Lorsque le gyrolaser est immobile, le chemin optique est identique dans les deux sens de propagation de la cavité, et les deux rayons laser ont la même fréquence d'émission. Une fois le gyrolaser en rotation, comme expliqué à la section 2.2.1.2, le chemin optique ainsi que la vitesse de la lumière ne sont plus les mêmes dans les deux sens de rotation, du fait de l'effet Sagnac. La fréquence de résonance dans le sens horaire ν_{+n} et anti-horaire ν_{-n} vaut alors :

$$\nu_{+n} = p \cdot \left(\frac{c_{+n}}{L_{+n}} \right), \nu_{-n} = p \cdot \left(\frac{c_{-n}}{L_{-n}} \right) \quad (2.28)$$

En combinant (2.27), (2.28), (2.8) et (2.9), on obtient alors la différence de fréquence d'émission entre les deux sens de propagation, au premier ordre en $R\Omega/c$, en notant $A = \pi R^2$ l'aire de la cavité :

$$\Delta\nu = \frac{nL\nu_{0_n}}{c} \cdot \left(\frac{c_{+n}}{L_{+n}} - \frac{c_{-n}}{L_{-n}} \right) = \frac{4A\nu_{0_n}}{nLc} \Omega \quad (2.29)$$

Ainsi, la différence de fréquence d'émission est directement proportionnelle à la vitesse de rotation de la cavité. Les deux rayons lasers sont recombinaés à la sortie de la cavité, par exemple avec un prisme, et un détecteur est placé en sortie. Pour deux rayons d'intensité I_0 , l'intensité reçue à la position x par le détecteur en fonction du temps t vaut [32] :

$$I(x, t) = I_0 \left(1 + \cos(2\pi\Delta\nu t + 2\pi\frac{\gamma x}{\lambda} + \psi_0) \right) \quad (2.30)$$

Où γ est l'angle entre les deux rayons sortants, λ la longueur d'onde d'émission en l'absence de rotation, et ψ_0 un déphasage constant. Cela correspond à une figure d'interférences avec des franges de $x_0 = \lambda/\gamma$. En l'absence de rotation, les franges ne bougent pas. En rotation, pendant un temps t , le détecteur va mesurer le défilement de $N = \frac{4A\nu_{0_n}}{nLc} \theta$ franges, où $\theta = \Omega t$ est l'angle de la rotation, ce qui permet de remonter à la vitesse angulaire.

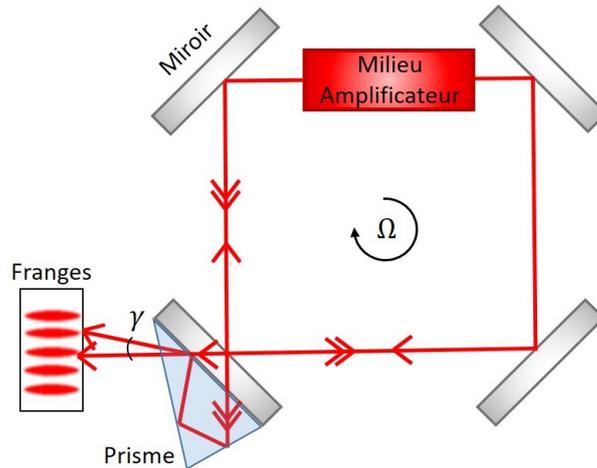


FIGURE 2.6 – Schéma de principe d'un gyrolaser. Deux émissions laser sont générées en direction opposées dans la cavité. Au repos, ces deux lasers ont la même fréquence d'émission. En rotation, du fait de l'effet Sagnac, la fréquence d'émission est modifiée et la différence des fréquences générées est proportionnelle à la vitesse de rotation. Les deux rayons interfèrent en sortie du dispositif, et la vitesse de rotation est lue via le déplacement des franges.

Les principaux avantages du gyrolasers sont son absence de partie mécanique amovible, son insensibilité aux rotations, et sa large gamme d'opération dynamique [2]. Cependant, l'une de leurs principales limitations est l'effet « lock-in », ou de verouillage. Le couplage entre les rayons laser générés et leurs composantes réfléchies crée en effet une zone aveugle, correspondant à une gamme de vitesses de rotations pour laquelle la sortie du gyroscope sera nulle. Le plus souvent, cet effet, qui sera décrit plus en détails au Chapitre 3, est en partie compensé en appliquant un biais mécanique sur le gyroscope, afin de placer le point de fonctionnement hors de la zone aveugle [32].

2.3.3 Gyroscopes optiques résonants

Le troisième type de gyroscope optique est le gyroscope résonant, dont le premier prototype a été proposé par S. Ezekiel et R. Balsamo en 1977 [33]. Son principe de fonctionnement est similaire à celui d'un gyrolaser : de la même manière, une cavité optique est définie par des miroirs, et la fréquence de résonance va être modifiée lorsque la cavité se trouve en rotation. Cependant, cette cavité est entièrement passive, et un laser externe est nécessaire pour faire fonctionner le dispositif. L'utilisation de miroirs impliquant des conditions d'alignement très précises, les miroirs ont ensuite été remplacés par des fibres optiques, comme pour le gyroscope interférométrique [34]. On parle alors de gyroscope résonant à fibre optique, ou RFOG (« Resonant Fiber Optic Gyroscope »). A nouveau, la cavité du gyroscope résonant s'apparente à un interféromètre de Fabry-Pérot : à chaque tour, la lumière qui circule dans la cavité interfère avec elle-même. Dans le cas du gyroscope résonant à fibre optique, les miroirs sont remplacés par des coupleurs optiques. Comme pour le gyrolaser, en rotation, l'intervalle spectral libre, et donc la fréquence de résonance de la cavité, va être modifié [3]. La différence de fréquence de résonance $\Delta\nu$ entre les sens horaire (+) et anti-horaire (-) est donnée par :

$$\Delta\nu = \frac{4A\nu_0}{nLc}\Omega \quad (2.31)$$

Où ν_0 est la fréquence de résonance en l'absence de rotation, A est l'aire de la cavité, L son périmètre, n l'indice de réfraction du milieu traversé par la lumière, et c la vitesse de la lumière dans le vide. La fréquence de rotation est obtenue en mesurant $\Delta\nu$. En pratique, on utilise une

boucle de rétro-action, afin de suivre le décalage des résonances en rotation. Cette technique sera détaillée dans la section suivante. La figure 2.7 montre le principe du gyroscope résonant à fibre optique. La lumière est envoyée dans les deux sens de circulation du dispositif. La transmission de la cavité, qui sera explicitée au Chapitre 3, a la forme d'une Lorentzienne centrée sur la fréquence de résonance. La cavité peut être sondée soit en transmission (figure 2.7(a)), soit en réflexion (figure 2.7(b)). Dans le premier cas, on mesure le signal qui a circulé dans la cavité. Dans le second cas, on mesure l'interférence entre le signal incident sur la cavité et le signal qui a circulé dans la cavité ; l'ajout de circulateurs optiques est alors nécessaire afin d'envoyer le signal d'entrée dans une direction, et de récupérer le signal de sortie venant de l'autre direction [4].

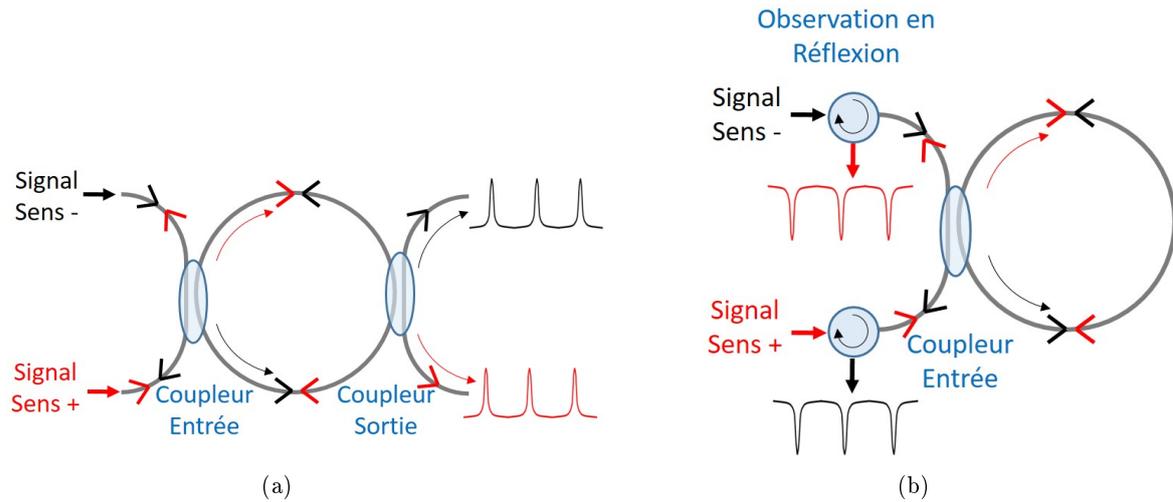


FIGURE 2.7 – Schéma du principe d'un gyroscope résonant à fibre optique : (a) cavité sondée en transmission, (b) cavité sondée en réflexion. La lumière est envoyée dans les deux sens de circulation du dispositif (sens + et -). En rotation, l'intervalle spectral libre de la cavité est modifié dans les deux sens de circulation, et la différence de fréquence de résonance est proportionnelle à la vitesse de rotation.

Pour une aire englobée et des pertes de propagation équivalentes, la sensibilité des gyroscopes résonants est théoriquement deux fois supérieure à celle des gyroscopes interférométriques (dont on a optimisé le nombre de tours d'enroulement de la fibre), comme démontré dans [35]. Ce résultat n'est pas surprenant, car ces deux types de gyroscopes sont basés sur l'effet Sagnac, et subissent les mêmes pertes par unité de longueur dans les fibres. La longueur de fibre nécessaire à la réalisation d'un gyroscope résonant est, d'autre part, plus petite que celle d'un gyroscope interférométrique, car un seul tour de fibre est réalisé, et la lumière re-circule plusieurs fois dans la cavité. Cela permet théoriquement de réduire son coût. Cependant, contrairement aux gyroscopes interférométriques, les gyroscopes résonants nécessitent une source de largeur spectrale très fine, ce qui implique une longueur de cohérence très grande et le rend sensible à davantage de sources de bruit. En effet, la fibre utilisée pour constituer la cavité fait typiquement plusieurs dizaines de mètres, ce qui nécessite une longueur de cohérence de l'ordre du kilomètre [3]. Ces sources de bruit seront détaillées au Chapitre 3. Comme les gyrolasers, ils sont sensibles au bruit de rétrodiffusion, causé par le couplage entre les ondes incidentes et réfléchies. Ce bruit peut cependant être éliminé en modulant le signal à deux fréquences différentes dans les deux sens de propagation [36]. Ils sont également sensibles au bruit de polarisation : la conversion de polarisation dans la fibre génère une résonance parasite, qui vient déformer la résonance principale, et induit donc un biais sur la mesure. Des contrôleurs de polarisation sont utilisés pour limiter cet effet [37]. Enfin, la source de bruit la plus contraignante est celle liée à l'effet Kerr. Cet effet est dû à la dépendance non linéaire de l'indice optique de la fibre avec la puissance, et induit également un biais sur la mesure de la rotation [38]. Afin d'en limiter les effets, il est nécessaire de contrôler la puissance circulant dans les deux sens de la cavité avec une grande précision. En 2017, un gyroscope optique résonant

présentant une marche angulaire aléatoire de $0.003^\circ/\sqrt{\text{h}}$ et une dérive de biais de $0.02^\circ/\text{h}$ a été démontré avec une fibre en silice de 100 m de long [39]. Néanmoins, les performances actuelles des gyroscopes résonants restent bien inférieures à celles des gyroscopes interférométriques [3]. Une solution prometteuse afin d'améliorer leurs performances est d'utiliser une fibre optique à cœur creux : le cœur de la fibre est alors constitué d'air, et ne présente donc pas d'effets non linéaires [40], [41].

2.4 Méthodes d'asservissement d'un gyroscope optique résonant

Comme mentionné dans la section précédente, la mesure de vitesse de rotation par un gyroscope résonant nécessite l'utilisation d'une boucle de rétroaction afin de suivre le décalage des résonances. Pour cela, on utilise un schéma de modulation-démodulation des signaux pour obtenir un signal d'erreur, qui sera ensuite utilisé pour réaliser un asservissement [3]. Dans cette section, on se propose d'expliquer la méthode de détection par modulation de phase en boucle ouverte [42], car elle peut être appliquée aux gyroscopes résonants intégrés, puis nous détaillerons le principe de la modulation de phase sinusoïdale.

2.4.1 Principe de la mesure en boucle ouverte

Le schéma de détection de la vitesse angulaire correspondant à la mesure en boucle ouverte est donné en figure 2.8. On donne ici l'exemple d'une cavité sondée en réflexion. Le signal d'un laser est séparé en deux faisceaux de puissance égale par un coupleur directionnel à 3dB, afin de faire circuler la lumière dans les deux sens de propagation du dispositif. Les deux signaux subissent respectivement une modulation de phase à la fréquence ν_{mod1} ou ν_{mod2} . Ces deux fréquences sont différentes, afin de réduire le bruit de rétrodiffusion. Ils sont ensuite envoyés dans la cavité résonante où ils circulent respectivement dans le sens horaire et anti-horaire, détectés par des photodiodes (PD_1 et PD_2) puis démodulés et filtrés par des détecteurs synchrones (DS_1 et DS_2). Deux options sont alors possibles pour l'asservissement. On peut soit asservir la fréquence de résonance de la cavité sur celle du laser, en modulant la longueur de la cavité via des modulateurs acousto-optiques ou, dans le cas d'un gyroscope intégré, en imposant un déphasage thermique sur la cavité *via* une chaufferette; soit asservir la fréquence du laser sur la résonance de la cavité [4]. Sur la figure 2.8, la fréquence du laser ν_{laser} est alors asservie sur la fréquence ν_- du signal circulant dans le sens anti-horaire en compensant le signal d'erreur U_{err1} par exemple avec un correcteur PID (Proportionnel, Intégrateur, Dérivateur) [4]. Le signal circulant dans le sens horaire à la fréquence ν_+ va alors générer un signal d'erreur U_{err2} , qui dépend de la vitesse de rotation Ω . En l'absence de rotation, les deux signaux d'erreurs U_{err1} et U_{err2} sont nuls, car les résonances se trouvent à la même fréquence dans les deux sens de propagation. En rotation, ces signaux deviennent non nuls, et U_{err2} va permettre de mesurer Ω . A proximité de la résonance, le signal d'erreur est linéaire, et maximiser sa pente permet de maximiser la sensibilité du gyroscope.

Différentes techniques peuvent être utilisées pour la modulation du signal : la modulation serrodyne, qui consiste à moduler le signal alternativement par deux rampes de fréquences différentes [43]; la modulation par un triangle, qui permet de réduire le bruit lié à l'impulsion nécessaire au reset de la rampe [44]; ou encore la modulation sinusoïdale, qui est la plus fréquemment utilisée [45], [46], et est décrite dans la sous-section suivante.

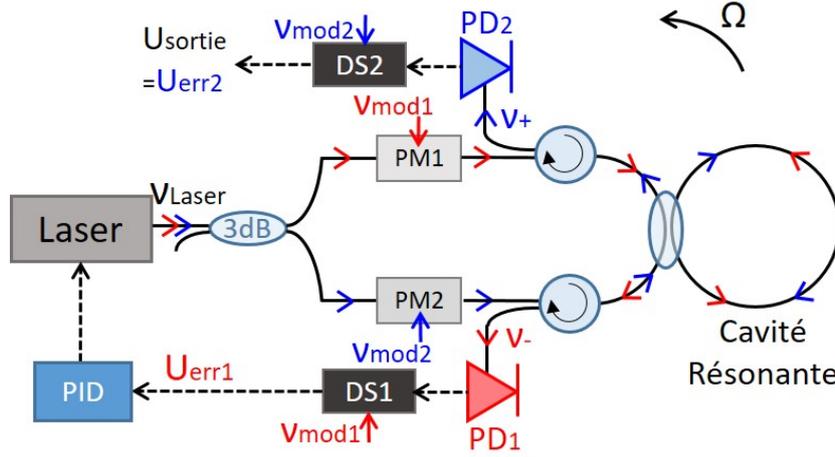


FIGURE 2.8 – Principe de fonctionnement de la détection par modulation de phase d'un gyroscope résonant basé sur une cavité sondée en réflexion. PD : Photodiode, DS : Détecteur Synchrone, PM : Modulateur de Phase, PID : Proportionnel Intégrateur Dérivateur.

2.4.2 Modulation de phase sinusoïdale

Dans le cas de la modulation sinusoïdale, le signal de la source laser est divisé en deux afin d'être envoyé dans les deux sens de circulation du gyroscope. La phase des deux signaux correspondants est alors modulée par un signal sinusoïdal d'amplitude M et de fréquence ν_{mod} telle que $\nu_{mod} < \Delta\nu_{FWHM}$, où $\Delta\nu_{FWHM}$ désigne la largeur à mi-hauteur de la résonance (« Full Width at Half Maximum »). Cette condition est en effet nécessaire pour pouvoir supprimer la porteuse du signal, à l'origine du bruit de rétrodiffusion. Le champ électrique en sortie du laser est donné par [4], [45] :

$$E_{Laser} = E_0 e^{j2\pi\nu t} \quad (2.32)$$

Où E_0 désigne l'amplitude du champ électrique et ν la fréquence centrale du laser. Après passage par le coupleur 3dB et modulation par une sinusoïde de fréquence ν_{mod} , le champ électrique en sortie du modulateur de phase, et en entrée de la cavité résonante, est donné par :

$$E_{in} = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cdot e^{j2\pi\nu t} \cdot e^{j \cdot M \cdot \sin(2\pi\nu_{mod} t)} = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cdot \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(M) e^{j2\pi(\nu t + n \cdot \nu_{mod} t)} \quad (2.33)$$

Où n est un entier naturel, J_n est la fonction de Bessel de première espèce d'ordre n , et $M = 2.405$ est l'indice de modulation optimal permettant de supprimer la porteuse ($J_0(M) = 0$). Ainsi, le champ électrique incident sur la cavité résonante se décompose en une somme de champs d'amplitude différente qui oscillent aux fréquences $\nu \pm n \cdot \nu_{mod}$ [4]. En choisissant deux fréquences de modulation différentes dans les deux sens de propagation ($\nu_{mod1} \neq \nu_{mod2}$ sur la figure 2.8), et en supprimant la porteuse, on s'assure que les composantes spectrales des signaux contrarotatifs ne se recouvrent pas, et n'échangent donc pas d'énergie, supprimant ainsi le bruit de rétrodiffusion [46]. En sortie de la cavité, en négligeant les pertes d'insertion, le champ électrique est donné par :

$$E_{out} = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cdot \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(M) \cdot T_n \cdot e^{j2\pi(\nu t + n \cdot \nu_{mod} t)} \quad (2.34)$$

Avec

$$T_n = T(\nu + n \cdot \nu_{mod}) \quad (2.35)$$

Où T est la fonction de transfert complexe de la cavité. La tension générée par la photodiode en sortie de la cavité est alors proportionnelle à $|E_{out}|^2$. Le signal de la photodiode est démodulé à la fréquence ν_{mod} par le détecteur synchrone, et filtré par un filtre passe-bas de fréquence de coupure $\nu_c \ll \nu_{mod}$ pour ne garder que la composante continue de $|E_{out}|^2$. Le signal d'erreur obtenu U_{err} s'exprime par :

$$U_{err} \propto \frac{E_0^2}{2} \cdot \sum_{n=0}^{+\infty} J_n(M) \cdot J_{n+1}(M) \cdot [T_{n+1} \cdot \overline{T_n} + \overline{T_{n+1}} \cdot T_n - T_{-n-1} \cdot \overline{T_{-n}} - \overline{T_{-n-1}} \cdot T_{-n}] \quad (2.36)$$

Où les variables surmontées d'une barre désignent les complexes conjugués. Si la fréquence du laser ν est égale à la fréquence de résonance de la cavité, on a $T_{n+1} \cdot \overline{T_n} + \overline{T_{n+1}} \cdot T_n = T_{-n-1} \cdot \overline{T_{-n}} + \overline{T_{-n-1}} \cdot T_{-n}$, car la résonance a la forme d'une Lorentzienne et est donc symétrique par rapport à ν . On a alors $U_{err} = 0$. Si la cavité est en rotation, à cause de l'effet Sagnac, le pic de la résonance se décale à la valeur ν_+ dans le sens horaire, et ν_- dans le sens anti-horaire. Les signaux d'erreurs U_{err1} et U_{err2} en sortie des détecteurs synchrones seront alors respectivement proportionnels aux valeurs de $\nu_+ - \nu$ et $\nu_- - \nu$, elles-mêmes directement proportionnelles à la vitesse de rotation [46]. L'expression du signal d'erreur dépend de la fréquence de modulation choisie ν_{mod} , qui peut être optimisée afin d'en maximiser la pente. Dans le cas présenté ici, tel que $M = 2.405$, l'amplitude des fonctions de Bessel d'ordre supérieur à 4 est négligeable, et la somme dans l'équation (2.36) est finie. Si la fréquence de modulation est telle que $\nu_{mod} \ll \Delta\nu_{FWHM}$, on peut donner l'approximation suivante [4]:

$$T(\nu + n \cdot \nu_{mod}) \approx T(\nu) + n \cdot \nu_{mod} \cdot \frac{dT}{d\nu}(\nu) \quad (2.37)$$

L'équation (2.36) devient alors :

$$U_{err} = \frac{E_0^2}{2} \cdot \nu_{mod} \cdot \frac{d|T|^2}{d\nu}(\nu) \sum_{n=0}^4 (2n+1) \cdot J_n(M) \cdot J_{n+1}(M) \quad (2.38)$$

Ainsi, en maximisant la pente de la résonance $|T|^2$, il est possible de maximiser le signal d'erreur, et donc la sensibilité du gyroscope à la vitesse de rotation. La figure 2.9 résume le principe de la modulation de phase par une sinusoïde.

On s'est intéressé ici à la modulation de phase avec une fréquence de modulation petite devant la largeur à mi-hauteur de la résonance. Il est également possible de travailler avec une fréquence de modulation telle que $\nu_{mod} \gg \Delta\nu_{FWHM}$. On parle alors d'asservissement Pound Drever Hall (PDH). Cette technique permet d'améliorer le rapport signal à bruit de la mesure. En revanche, elle ne s'applique qu'aux cavités sondées en réflexion, et ne permet pas la suppression de la porteuse [4].

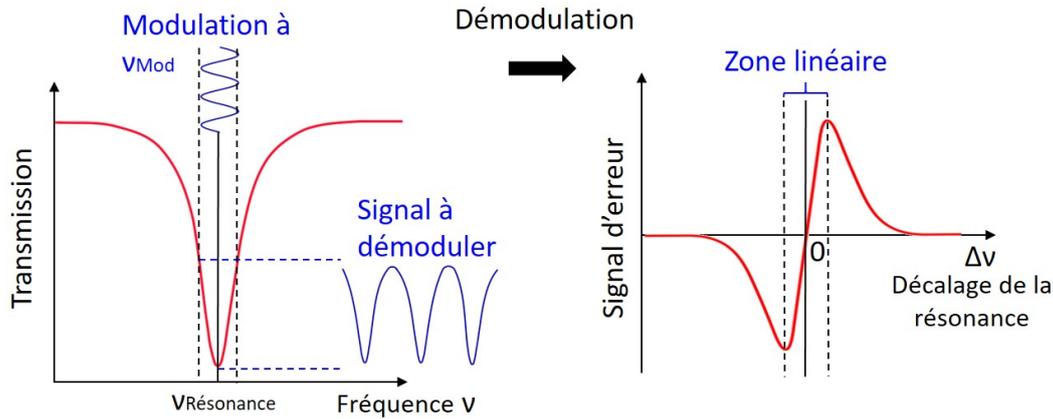


FIGURE 2.9 – Principe de la modulation de phase par une sinusoïde d'un gyroscope optique résonant sondé en réflexion. Les signaux se propageant dans les deux sens de circulation du dispositif sont modulés à la fréquence ν_{mod} avant d'être envoyés dans la cavité résonante. Après démodulation, on obtient un signal d'erreur proportionnel au décalage en fréquence de la résonance $\Delta\nu$.

2.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les différents types de gyroscopes existants ainsi que leurs avantages et inconvénients. On distingue notamment les gyroscopes mécaniques, basés sur la conservation du moment cinétique ; les gyroscopes vibatoires (MEMS), basés sur l'effet Coriolis ; et les gyroscopes optiques, basés sur l'effet Sagnac. Les gyroscopes mécaniques atteignent des performances très élevées et sont restreints aux applications militaires et spatiales. Les gyroscopes MEMS sont compacts et bon marché, mais ont des performances limitées et sont sensibles aux chocs mécaniques. Enfin, les gyroscopes optiques permettent d'atteindre respectivement les classes de performances inertielles et stratégiques, mais sont des dispositifs coûteux et volumineux.

Une démonstration de l'effet physique sur lequel ces gyroscopes sont basés, l'effet Sagnac, a été donnée dans un cadre cinématique puis relativiste. Nous avons ensuite expliqué le principe de fonctionnement des différents types de gyroscopes optiques : interférométrique, gyrolaser et résonant. Enfin, nous avons détaillé le principe d'asservissement en boucle ouverte par modulation de phase sinusoïdale des gyroscopes résonant. Cette méthode peut en effet également être utilisée dans le cas d'un gyroscope résonant intégré. Cette thèse portant sur la miniaturisation des gyroscopes optiques, le Chapitre 3 a pour but d'étudier la possibilité d'intégrer les différents types de gyroscopes optiques présentés dans ce chapitre.

Chapitre 3

Gyroscope optique intégré

Dans le Chapitre 2, nous avons présenté les différents types de gyroscopes optiques et leur principe de fonctionnement. Si ces gyroscopes atteignent de très hautes performances, allant jusqu'aux performances tactiques [3], ils ont à la fois un prix élevé et un encombrement spatial important. A l'inverse, les gyroscopes de type MEMS sont compacts et bon marché, mais ont des performances limitées. L'intégration de gyroscopes optiques sur une puce de l'ordre du cm^2 apparaît alors comme une solution prometteuse pour les marchés de l'automobile, de la robotique ou encore de l'électronique grand public. Mais leur intégration est loin d'être une tâche aisée : les gyroscopes optiques se basent tous sur la mesure du déphasage lié à l'effet Sagnac. Or, nous avons vu au Chapitre 2 que ce déphasage était directement relié à l'aire englobée par la fibre optique dans laquelle se propage la lumière. Réduire l'aire englobée implique de réduire ce déphasage déjà très faible, ce qui rend d'autant plus compliquée la mesure de rotation. En outre, les guides d'onde intégrés présentent des pertes de propagation bien supérieures à celles des fibres optiques, dont les pertes sont inférieures au dB par kilomètre [47], ce qui rend le défi d'autant plus grand. Dans ce chapitre, on se propose d'étudier les différentes possibilités quant à l'intégration de gyroscopes optiques, leurs avantages et leurs limitations. Afin de comparer différentes structures entre elles, on définit la sensibilité S d'un gyroscope comme la variation de sa transmission T par rapport à la vitesse angulaire Ω lorsque celle-ci tend vers 0 [48]:

$$S = \lim_{\Omega \rightarrow 0} \left(\frac{dT}{d\Omega} \right)_{\nu} \quad (3.1)$$

Où ν est la fréquence de mesure. La sensibilité ne dépend ni de la méthode de détection choisie, ni de la source de bruit limitante, et constitue donc un paramètre robuste pour comparer différentes configurations entre elles [48].

3.1 Gyroscope intégré interférométrique

Le principe de fonctionnement d'un gyroscope interférométrique intégré est semblable à celui des gyroscopes interférométriques classiques présentés au Chapitre 2. Cependant, outre la réduction de la taille du dispositif rendant le déphasage de l'effet Sagnac plus faible, et l'augmentation des pertes des guides d'onde intégrés par rapport aux fibres optiques, la miniaturisation de ce type de gyroscope présente une difficulté supplémentaire : celle des croisements. En effet, pour un gyroscope utilisant une spirale faisant N tours, les deux bras formant la spirale se croisent N fois. Dans le cas d'un dispositif 2D, ces croisements vont nécessairement créer des pertes supplémentaires. Dans cette section, on se propose d'étudier la sensibilité des gyroscopes interférométriques intégrés, puis de présenter différents dispositifs proposés dans la littérature.

3.1.1 Sensibilité

La figure 3.1 montre la configuration basique d'un gyroscope interférométrique intégré. La puissance lumineuse d'une source large bande, par exemple une diode superluminescente (SuperLuminescent Emitting Diode, ou "SLED") est divisée en deux pour être envoyée dans les deux sens de circulation d'un guide d'onde enroulé en spirale [49]. L'utilisation d'une source large bande permet de limiter le bruit lié à l'effet Kerr [26]. Une première photodiode ("PD₁" sur la figure 3.1) est placée en sortie d'un coupleur directionnel à 3 dB pour contrôler la puissance injectée et servir de référence. Un second coupleur 3 dB est ensuite utilisé pour envoyer la lumière dans les deux sens de circulation de la spirale. Sur l'un des deux bras, un modulateur de phase est ajouté afin de se placer au point de sensibilité maximale, correspondant à un déphasage de $\Delta\phi = \pi/2$. En sortie de la spirale, les rayons se propageant dans le sens horaire et anti-horaire interfèrent au niveau du coupleur 3 dB, et le signal de sortie est détecté par une seconde photodiode ("PD₂").

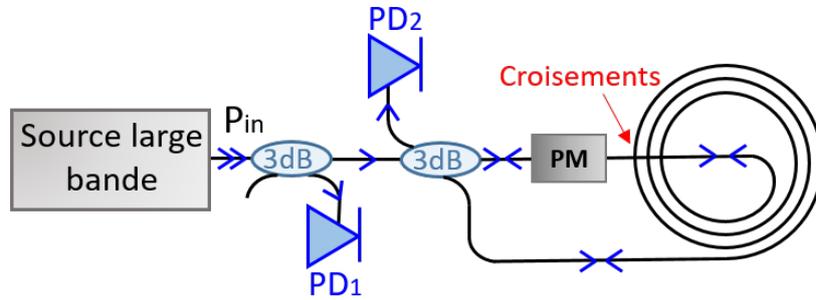


FIGURE 3.1 – Configuration basique d'un gyroscope interférométrique intégré. PM : modulateur de phase, PD : photodiode.

Si l'on note P_{in} la puissance injectée dans le guide d'entrée, la puissance reçue par la photodiode 1 vaut alors $P_{PD_1} = P_{in}/2$, et la puissance reçue par la photodiode 2 est donnée par :

$$P_{PD_2} = \frac{a^2 P_{in}}{4} \left(1 + \cos \left(\Delta\phi + \frac{\pi}{2} \right) \right) \approx \frac{a^2 P_{in}}{4} (1 + \Delta\phi) \quad (3.2)$$

Avec le déphasage lié à l'effet Sagnac $\Delta\phi$:

$$\Delta\phi = \frac{8\pi N A}{c\lambda} \cdot \Omega \quad (3.3)$$

Où Ω est la vitesse de rotation, N le nombre de boucles d'aire A effectuées par la fibre optique, c la vitesse de la lumière dans le vide, λ la longueur d'onde de travail, et a^2 représente le coefficient d'atténuation de puissance dans la fibre optique. Ce coefficient n'est pas présent dans l'équation (2.25) donnant la puissance reçue par un gyroscope interférométrique non intégré, car les pertes de propagation dans les fibres optiques sont très faibles et le nombre de tours réalisés avec la fibre optique doit être très élevé avant qu'elle ne soient limitantes. De plus, les pertes de croisements sont inexistantes. Dans le cas d'un gyroscope intégré, en revanche, ces pertes sont beaucoup plus importantes et doivent donc être prises en compte dans l'optimisation du dispositif. Le coefficient a^2 est donné par [8], [49]:

$$a^2 = \exp^{-N(\alpha L + 2\gamma)} \quad (3.4)$$

Avec α les pertes de propagation linéiques dans le guide d'onde, L le périmètre d'un tour formé par le guide d'onde, et γ les pertes par croisement de guides d'onde. Le facteur 2 devant

le nombre de tours N est lié au fait que la lumière circule dans les deux sens et va donc traverser chaque croisement deux fois.

La transmission T_{int} du gyroscope interférométrique présenté est donnée par :

$$T_{int} = \frac{P_{PD2}}{P_{PD1}} = \frac{a^2}{2}(1 + \Delta\phi) \quad (3.5)$$

On obtient alors la sensibilité S_{int} du dispositif en combinant les équations (3.1), (3.3) et (3.5) [35]:

$$S_{int} = \lim_{\Omega \rightarrow 0} \left(\frac{dT_{int}}{d\Omega} \right) = \frac{4\pi N A}{\lambda c} a^2 \quad (3.6)$$

Ainsi, la sensibilité varie en $N \cdot A \exp(-N(\alpha L + 2\gamma))$. Physiquement, plus on augmente le nombre de tours, plus le chemin parcouru par les deux rayons contrarotatifs dans l'interféromètre sera important, et donc plus le déphasage lié à l'effet Sagnac sera élevé, augmentant ainsi la sensibilité. Dans le même temps, les pertes de propagation et liées aux croisements deviennent de plus en plus élevées lorsque le nombre de tours augmente. Pour un rayon et des pertes de propagation donnés, il existe donc un nombre de tours optimal permettant de maximiser la sensibilité du gyroscope. A titre d'exemple, la figure 3.2 donne la sensibilité d'un gyroscope interférométrique tel que le rayon R d'un tour est égal à 0.5 cm, $\alpha = 0.1$ dB/cm (ordre de grandeur des pertes de guides d'onde en SiN fabriqué à STMicroelectronics), $\gamma = 0.05$ dB/croisement (valeur estimée dans [49]), et $\lambda = 1.31$ μm . Cette longueur d'onde, ainsi que $\lambda = 1.55$ μm , correspondent aux deux longueurs d'onde classiquement utilisées dans les télécommunications optiques dans l'infrarouge, notamment par STMicroelectronics. On peut voir que la sensibilité est maximale lorsque $N = 10$.

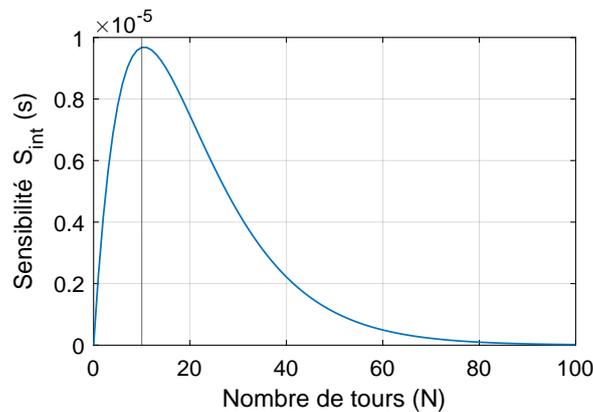


FIGURE 3.2 – Sensibilité d'un gyroscope intégré interférométrique en fonction du nombre de tours effectués par la spirale guidante, telle que $R = 0.5$ cm, $\alpha = 0.1$ dB/cm, $\gamma = 0.05$ dB/croisement, et $\lambda = 1.31$ μm .

On s'est intéressé ici uniquement à la sensibilité du dispositif, c'est-à-dire la variation de sa transmission avec la vitesse angulaire. En pratique, la résolution du gyroscope (soit la plus petite vitesse de rotation qu'il est capable de détecter) dépend du bruit sur le photodétecteur. Il existe différentes sources de bruit possibles, détaillées à la section 3.4.1. Ces différentes sources de bruit peuvent avoir une dépendance différente avec la puissance incidente sur la photodiode. Or, comme le montre l'équation (3.2), cette puissance dépend directement du nombre de tours, via le facteur a^2 . Selon la source de bruit dominante, le nombre de tours optimal est donc susceptible de varier, ce qui rend l'optimisation du dispositif compliquée en pratique.

3.1.2 Etat de l'art

L'intégration des gyroscopes interférométriques nécessite à la fois l'intégration d'une spirale compacte servant de capteur, et du circuit photonique "de pilotage" permettant l'injection de la lumière et la détection du signal à mesurer. Afin de maximiser la sensibilité du gyroscope, il est nécessaire de minimiser les pertes du guide d'onde constituant la spirale. Plusieurs plateformes sont prometteuses pour atteindre de faibles pertes. Le tableau 3.1 donne une liste des caractéristiques de gyroscopes interférométriques intégrés étudiés dans la littérature. Dans chacune de ces références, une source large bande a été utilisée.

En 2014, Srinivasan *et al.* [50] ont proposé un design de gyroscope intégré basé sur un niveau de guidage en silicium (Si) permettant l'intégration de composants actifs et passifs, ainsi qu'un deuxième niveau de guidage en nitrure de silicium (SiN) à faibles pertes (0.04 dB/cm) afin d'inclure une spirale de longueur 3 m. Une marche aléatoire (ARW) de $0.005^\circ/\text{s}/\sqrt{\text{Hz}}$ a été calculée pour ce dispositif, qui permettrait alors d'atteindre la classe tactique des performances. En 2018, une spirale intégrée de longueur 10 m en SiN LPCVD ("Low Pressure Chemical Vapor Deposition", ou dépôt chimique en phase vapeur à basse pression) présentant des pertes de 0.015 dB/cm a été fabriquée [51]. Le reste du circuit optique a été monté avec des composants discrets, et une dérive du biais de $58.7^\circ/\text{h}$ a été mesurée. Une autre possibilité est d'utiliser un guide à faibles pertes en silice (SiO₂). Une dérive de biais de $7.3^\circ/\text{h}$ a été mesurée pour un gyroscope utilisant une spirale intégrée de 2 m en SiO₂ avec des pertes de 0.04 dB/cm. La modulation de phase sinusoïdale a été utilisée pour améliorer la sensibilité du gyroscope. [52].

Néanmoins, plusieurs problèmes se posent pour ces gyroscopes : les pertes de couplage par la tranche entre les fibres optiques classiques et les guides d'onde formant les spirales intégrées sont élevées, car le profil des modes fondamentaux est très différents [51], [52]. De plus, les dimensions des guides d'onde impliquent des rayons de courbures minimaux élevés (1.1 cm dans [51]), ce qui limite la compacité du dispositif. Enfin, les guides d'onde SiN ou SiO₂ à faibles pertes utilisent des techniques de dépôt et/ou des recuits à haute température, ce qui n'est pas compatible avec l'intégration de composants électroniques CMOS ("Complementary Metal-oxide-Semiconductor") utilisés par les plateformes industrielles. Une solution à ce problème consiste à utiliser des composants électroniques basés sur des matériaux semiconducteurs III-V, qui sont ensuite "collés" sur la puce en silicium. Un circuit optique de pilotage entièrement intégré a été proposé dans [53]. Il est également possible de fabriquer tous les composants (spirale et circuit optique) sur un seul substrat III-V en InP, comme proposé dans [54]. Néanmoins, dans les deux cas, le coût du gyroscope sera alors élevé.

Pour réaliser l'intégration du circuit de détection, il est également possible d'utiliser des composants en niobate de lithium (LiNbO₃). Un circuit optique entièrement intégré a ainsi été proposé dans [55], et une dérive de biais de $0.14^\circ/\text{s}$ a été mesurée en couplant le circuit à une fibre optique de 500 m. Un circuit électronique permettant la modulation de phase sinusoïdale a également été inclus pour la détection. Enfin, on peut aussi rester compatible avec le procédé CMOS en travaillant avec des guides d'ondes déposés à faible température. En 2018, [49] Wu *et al.* ont étudié un gyroscope constitué d'une spirale en silicium compacte de 2.9 cm et de composants optiques discrets. La résolution calculée ($51.3^\circ/\text{s}$ pour une bande passante de 20 Hz) est cependant plus faible, du fait des pertes beaucoup plus élevées des guides d'onde (1.3 dB/cm).

	Dérive du biais	ARW	Guide d'onde	Spirale	Pertes	Source	Performance
Srinivasan et al. (2014) [50]	–	$0.005^\circ/\text{s}/\sqrt{\text{Hz}}$ (estimation)	SiN, $0.1 \times 3 \mu\text{m}^2$	$R = 2 \text{ cm}$ $L = 3 \text{ m}$ Empreinte : 9.2 cm^2	Linéaires : 0.01 dB/cm Croisements : 0.02 dB	Large bande P=100 mW	Tactique
Gundavarapu et al. (2018)[51]	$58.7^\circ/\text{h}$	$0.14^\circ/\text{s}/\sqrt{\text{Hz}}$	SiN LPCVD, $0.04 \times 7 \mu\text{m}^2$	$R = 2 \text{ cm}$ $L = 10 \text{ m}$ Empreinte : 12.6 cm^2	Linéaires : 0.015 dB/cm Croisements : 0.016 dB	Large bande P=100 mW	Faible
Wu et al. (2018)[49]	–	$11.4^\circ/\text{s}/\sqrt{\text{Hz}}$ (estimation)	Si, $0.22 \times 1.31 \mu\text{m}^2$	$R = 0.02 \text{ cm}$ $L = 2.9 \text{ cm}$ Empreinte : 0.0042 cm^2	Linéaires : 1.3 dB/cm Croisements : 0.075 dB	Large bande P=10 mW	Faible
Liu et al. (2020)[52]	$7.3^\circ/\text{h}$	$0.02^\circ/\text{s}/\sqrt{\text{Hz}}$	SiO ₂ dopé Ge, $6.5 \times 6.5 \mu\text{m}^2$	$R = 3 \text{ cm}$ $L = 2.14 \text{ m}$ Empreinte : 31.2 cm^2	Linéaires : 0.04 dB/cm –	Large bande P=20 mW	Faible
Shang et al. (2021)[55]	$0.12^\circ/\text{h}$	–	Fibre à maintien de polarisation (non intégré)	$R = 5 \text{ cm}$ $L = 500 \text{ m}$ Empreinte : 6.2 cm^2	–	Large bande P=1 mW	Tactique

TABLE 3.1 – Comparaison des performances de gyroscopes interférométriques intégrés. Les pertes "Croisements" correspondent aux pertes pour un croisement de guides d'ondes.

3.2 Gyroscopie intégrée résonante

Contrairement aux gyroscopes interférométriques, les gyroscopes résonants ne mesurent pas le déphasage lié à l'effet Sagnac directement par le biais d'interférences, mais via le décalage des fréquences de résonance d'une cavité optique. Dans le cas d'un gyroscope intégré, cette cavité est un anneau résonant, c'est à dire un guide d'onde formant une boucle fermée. Cette configuration est particulièrement intéressante car elle permet de s'affranchir des problèmes de croisements présents pour les gyroscopes interférométriques. Cette section vise tout d'abord à décrire le fonctionnement d'un anneau résonant, puis à étudier la sensibilité des gyroscopes résonants, et enfin à dresser un état de l'art des dispositifs proposés dans la littérature.

3.2.1 Anneau Résonant

Dans sa configuration basique, un anneau résonant est constitué d'un guide d'onde bouclant sur lui même, la lumière étant injectée dans l'anneau par couplage évanescent depuis un autre guide d'onde. Comme expliqué au Chapitre 2, le phénomène de résonance se produit lorsque son périmètre est égal à un nombre entier de fois la longueur d'onde de la lumière injectée. La longueur d'onde de la m -ième résonance est alors donnée par :

$$\lambda_m = \frac{2\pi n_{\text{eff}} R}{m} \quad (3.7)$$

Où n_{eff} est l'indice effectif du mode guidé, R est le rayon de l'anneau, et m est un entier naturel. Aux longueurs d'onde de résonance, on observe alors des pics dans la transmission du dispositif. L'anneau se comporte donc comme un filtre et a des applications en télécommunications optiques, mais peut aussi servir de capteur [56]. On peut également coupler un deuxième guide d'onde à l'anneau. Une partie de la lumière circulant dans la cavité sera alors transmise à ce second guide. Lorsque l'anneau est couplé à un seul guide, on parle de configuration "all-pass" ; quand il est couplé à deux guides, on parle de configuration "add-drop". Les deux configurations sont présentées dans cette section. Toutes les formules qui y sont détaillées sont issues de la référence [57].

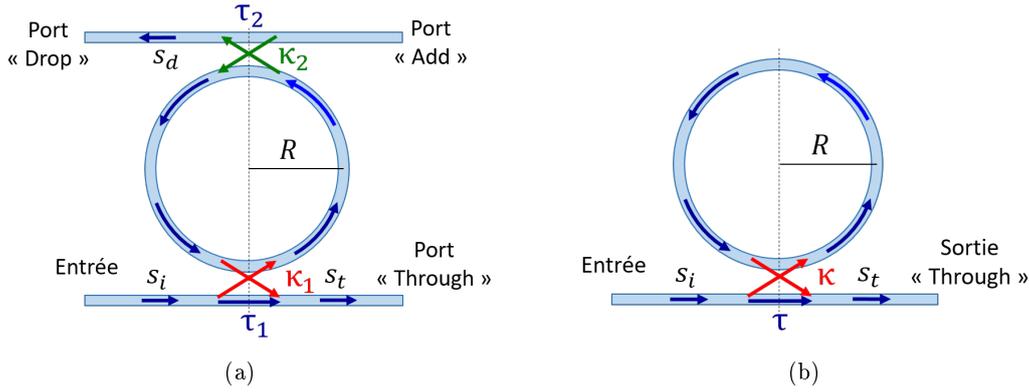


FIGURE 3.3 – Schéma d'un anneau résonant en configuration (a) add-drop et (b) all-pass. κ_i , τ_i : coefficients de couplage et de transmission du port i , s_i : signal injecté, s_t : signal transmis au port "through", s_d : signal transmis au port "drop", R : rayon de l'anneau.

3.2.1.1 Add-drop

L'anneau en configuration add-drop (Figure 3.3 (a)) se comporte comme un interféromètre de Fabry-Pérot constitué de deux miroirs de réflectivité partielle τ_1 et τ_2 . Il s'agit d'un composant optique à 4 ports (port d'entrée, "add", "drop" et "through"). La lumière injectée dans le port d'entrée est couplée sur l'anneau. Si la fréquence du signal correspond à une fréquence de résonance de l'anneau, celui-ci sera transmis par le port "drop". En dehors de la fréquence de résonance, le signal sera transmis par le port "through". On note τ_i, κ_i les coefficients de transmission et de couplage des coupleurs directionnels entre les guides et l'anneau ($i = 1$ pour le guide d'entrée et $i = 2$ pour le guide de sortie). Dans le cas d'un coupleur sans pertes, on a : $\tau_i^2 + \kappa_i^2 = 1$. On note également s_i l'amplitude complexe du signal injecté dans le port d'entrée, et s_t et s_d les amplitudes complexes des signaux en sortie des ports "through" et "drop". Les réponses spectrales en puissance, ou transmissions $T_{through}$ et T_{drop} des port "through" et "drop", ont la forme d'une Lorentzienne et sont données par [57]:

$$T_{through} = \left| \frac{s_t}{s_i} \right|^2 = \left| \frac{\tau_1 - \tau_2 a_{rt} e^{-j\phi_{rt}}}{1 - \tau_1 \tau_2 a_{rt} e^{-j\phi_{rt}}} \right|^2 \quad (3.8)$$

$$T_{drop} = \left| \frac{s_d}{s_i} \right|^2 = \left| \frac{\kappa_1 \kappa_2 \sqrt{a_{rt}} e^{-j\phi_{rt}}}{1 - \tau_1 \tau_2 a_{rt} e^{-j\phi_{rt}}} \right|^2 \quad (3.9)$$

ϕ_{rt} représente le déphasage de la lumière après un aller-retour dans l'anneau : $\phi_{rt} = \beta L$ avec L le périmètre de l'anneau et β la constante de propagation de la lumière telle que $\beta = \frac{2\pi n_{\text{eff}}}{\lambda}$ avec n_{eff} l'indice effectif du mode guidé. Le coefficient a_{rt} représente l'atténuation en puissance dans l'anneau : $a_{rt} = e^{-\alpha L/2}$, où α désigne les pertes dans le guide d'onde. On distingue deux sources de pertes : les pertes de propagation linéaires dans le guide d'onde, liées à l'absorption et à la diffusion du matériau, et les pertes liées à la courbure du guide d'onde. Ces dernières peuvent être rendues négligeables devant les pertes linéaires en choisissant un rayon suffisamment grand. Lorsque toute la puissance injectée dans le guide d'onde d'entrée est transmise au port drop à la résonance, on a $T_{drop} = 1$ et $T_{through} = 0$. Cette condition peut être remplie malgré la présence de pertes dans l'anneau, en choisissant les coefficients de couplage tels que : $\tau_1 = \tau_2 a_{rt}$. Cette condition est appelée le couplage critique. La figure 3.4 donne un exemple de transmissions d'un anneau add-drop pour lequel $R = 2$ mm, $\kappa_1 = \kappa_2 = 0.38$, $\lambda = 1.55$ μm , $n_{\text{eff}} = 2$ et $\alpha = 0.1$ dB/cm.

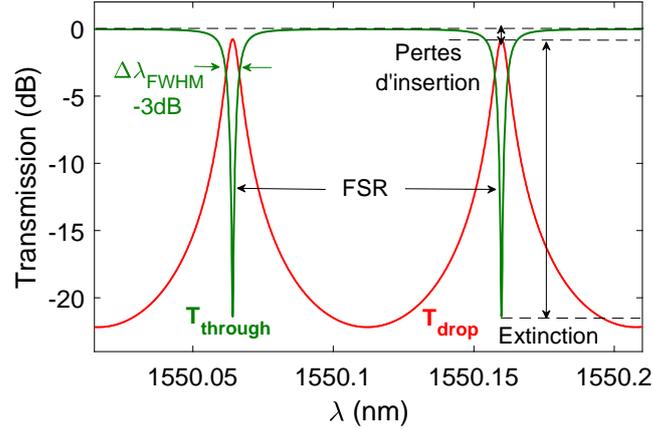


FIGURE 3.4 – Puissances spectrales mesurées aux ports "drop" et "through" d'un anneau résonant tel que $R = 2$ mm, $\kappa_1 = \kappa_2 = 0.38$, $n_{\text{eff}} = 2$ et $\alpha = 0.1$ dB/cm.

A la résonance, la puissance du signal circulant dans l'anneau augmente. Dans le cas d'un anneau à faibles pertes ($a_{rt} \approx 1$) et faiblement couplé ($\tau_1 \approx \tau_2 \approx 1$), l'amplitude du champ électromagnétique dans l'anneau peut être considérée uniforme. Le facteur d'amplification du champ FE (pour "Field Enhancement") est donné par le ratio entre l'amplitude du champ dans l'anneau à la résonance et l'amplitude du signal d'entrée :

$$FE = \frac{\kappa_1}{1 - \tau_1 \tau_2 a_{rt}} \quad (3.10)$$

Dans le cas d'un anneau symétriquement couplé ($\tau_1 = \tau_2$) et avec de faibles pertes ($a_{rt} \approx 1$), on a $FE \approx \frac{1}{\kappa_1}$: plus le coefficient de couplage est faible, et plus la puissance dans l'anneau sera importante.

La largeur à mi-hauteur de la résonance est donnée par :

$$\Delta\lambda_{\text{FWHM}} = \frac{\lambda_m^2}{2\pi^2 n_g R} \frac{1 - \tau_1 \tau_2 a_{rt}}{\sqrt{\tau_1 \tau_2 a_{rt}}} \quad (3.11)$$

Et le décalage en longueur d'onde requis pour obtenir un déphasage $\Delta\phi_{rt}$ par :

$$\Delta\lambda_{\text{FSR}} = \frac{2\pi}{d\phi_{rt}/d\lambda} = \frac{-\lambda^2}{2\pi n_g^2 R} \quad (3.12)$$

Où n_g est l'indice de groupe de la lumière : $n_g = n_{\text{eff}} - \lambda dn_{\text{eff}}/d\lambda$. On peut alors définir la finesse \mathcal{F} et le facteur de qualité "chargé" Q par :

$$\mathcal{F} = \frac{\Delta\lambda_{\text{FSR}}}{\Delta\lambda_{\text{FWHM}}} = \frac{\pi\sqrt{\tau_1 \tau_2 a_{rt}}}{1 - \tau_1 \tau_2 a_{rt}} \quad (3.13)$$

$$Q = \frac{\lambda_m}{\Delta\lambda_{\text{FWHM}}} = \frac{2\pi^2 n_g R}{\lambda_m} \frac{\sqrt{\tau_1 \tau_2 a_{rt}}}{1 - \tau_1 \tau_2 a_{rt}} \quad (3.14)$$

Pour un anneau symétriquement couplé ($\tau_1 = \tau_2$) avec de faibles pertes ($a_{rt} \approx 1$), et tel que $n_{\text{eff}} \approx n_g$, on a : $\mathcal{F} \approx \frac{\pi}{\kappa^2} \approx \frac{Q}{m}$. Physiquement, la finesse représente le nombre d'allers-retours que la lumière peut faire dans l'anneau avant que l'énergie stockée ne décroisse de plus de $1/e$.

Lorsque l'anneau est au couplage critique ou surcouplé, le facteur de qualité "chargé" ne reflète pas uniquement les pertes de propagation dans l'anneau, mais aussi la lumière perdue au niveau des coupleurs. En notant T_0 la transmission de l'anneau à la fréquence de résonance, on définit également le facteur de qualité intrinsèque Q_{int} , qui ne dépend que des pertes de propagation dans l'anneau, par [58]:

$$Q_{int} = \frac{2Q}{1 + \sqrt{T_0}} \quad (3.15)$$

3.2.1.2 All-pass

Dans le cas d'un anneau en configuration all-pass, un seul guide d'onde est couplé à l'anneau, et sert de guide d'onde d'entrée et de sortie pour le signal. Cela correspond en fait à un cas particulier de l'anneau add-drop défini dans la section précédente, avec $\tau_2 = 1$ et $\tau_1 = \tau$. L'anneau all-pass se comporte comme un interféromètre de Fabry-Pérot constitué d'un miroir de réflectivité partielle τ et d'un second miroir de réflectivité totale ($\tau = 1$). On peut alors donner la transmission T_{AP} de l'anneau all-pass à partir de l'équation (3.8) [57]:

$$T_{AP} = \left| \frac{s_t}{s_i} \right|^2 = \left| \frac{\tau - a_{rt} e^{-j\phi_{rt}}}{1 - \tau a_{rt} e^{-j\phi_{rt}}} \right|^2 \quad (3.16)$$

En l'absence de pertes ($a_{rt} = 1$), hors résonance, le maximum de la transmission est égal à 1. La condition de couplage critique est donnée par $\tau = a_{rt}$. A la résonance, toute la lumière dans le guide d'onde d'entrée interfère destructivement avec la lumière qui sort de l'anneau, et la transmission de l'anneau est alors égale à zéro. La puissance injectée est alors entièrement dissipée par les mécanismes de pertes dans l'anneau. Ce cas de figure est celui qui maximise le facteur d'amplification FE de la puissance dans l'anneau. Lorsque $\tau > a_{rt}$, on dit que l'anneau est sous-couplé; lorsque $\tau < a_{rt}$, on dit qu'il est surcouplé: dans ces deux cas, seule une partie de la puissance injectée est dissipée, le reste étant transmis au port de sortie. La figure 3.5 donne un exemple de transmissions d'anneaux all-pass pour les trois cas cités, avec $R = 2$ mm, $\kappa = 0.16, 0.08$ et 0.3 (couplage critique, sous-couplé et surcouplé), $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, $n_{\text{eff}} = 2$ et $\alpha = 0.1$ dB/cm.

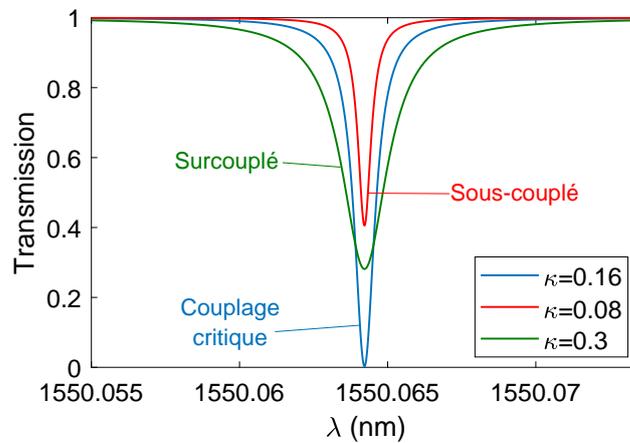


FIGURE 3.5 – Puissance spectrale mesurée en sortie d'un anneau résonant all-pass tel que $R = 2$ mm, $\kappa = 0.16, 0.08$ et 0.3 (couplage critique, sous-couplé et surcouplé), $n_{\text{eff}} = 2$ et $\alpha = 0.1$ dB/cm.

L'expression de la largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda_{FWMH}$ est également obtenue en prenant $\tau_2 = 1$ et $\tau_1 = \tau$ dans l'équation (3.11) :

$$\Delta\lambda_{\text{FWHM}} = \frac{\lambda_m^2}{2\pi^2 n_g R} \frac{1 - \tau a_{rt}}{\sqrt{\tau a_{rt}}} \quad (3.17)$$

Les définitions de la finesse et du facteur de qualité "chargé" peuvent également être reprises des équations (3.13) et (3.14) avec $\tau_2 = 1$ et $\tau_1 = \tau$. Pour de faibles pertes et un faible coefficient de couplage ($a_{rt} \approx 1, \tau \approx 1$) on a : $\mathcal{F} \approx \frac{2\pi}{\kappa^2} \approx \frac{Q}{m}$. La finesse d'un anneau all-pass est donc deux fois supérieure à celle d'un anneau add-drop symétriquement couplé avec des pertes équivalentes.

Comme expliqué au Chapitre 2, en rotation, la fréquence de résonance d'un anneau se décale proportionnellement à la vitesse de rotation. Ainsi, il est possible de concevoir un gyroscope basé sur un anneau résonant en configuration all-pass ou add-drop.

3.2.2 Sensibilité d'un Gyroscope All-Pass

Le principe des gyroscopes intégrés résonants est similaire à celui des gyroscopes non intégrés présentés à la section 2.3.3. Lorsqu'un anneau résonant est en rotation, la fréquence de résonance n'est plus la même dans les deux sens de circulation. La différence de fréquence $\Delta\nu$ entre les sens horaire (+) et anti-horaire (-) est donnée par :

$$\Delta\nu = \frac{4A\nu_0}{n_{\text{eff}}Lc} \Omega \quad (3.18)$$

Où ν_0 est la fréquence de résonance en l'absence de rotation, Ω la vitesse de rotation, A est l'aire de la cavité, L son périmètre, n_{eff} l'indice effectif du guide d'onde constituant l'anneau, et c la vitesse de la lumière dans le vide.

La source de lumière utilisée doit avoir une cohérence d'autant plus grande que la largeur à mi-hauteur de la résonance est fine. Comme pour les gyroscopes intégrés interférométriques, la difficulté vient du fait que la réduction de leur empreinte les rend moins sensibles à l'effet Sagnac, et les pertes de propagation dans les guides d'onde sont plus élevées que celles dans les fibres optiques classiques. De plus, il n'existe pas de circulateurs optiques intégrés : il est nécessaire d'utiliser des coupleurs directionnels, ce qui va augmenter les pertes du dispositif. En revanche, les gyroscopes optiques résonants ne requièrent pas l'utilisation de croisements. La figure 3.6 (a) donne un schéma simplifié de leur fonctionnement. La lumière d'un laser est divisée en deux rayons de puissance égale, afin d'être envoyée dans les deux sens de circulation. Elle est ensuite injectée dans l'anneau via des coupleurs 3 dB, puis elle est collectée dans les deux sens de circulation par des photodiodes. Lorsque le gyroscope est en rotation, le décalage de la fréquence de résonance va entraîner la variation d'intensité du signal détecté par les photodiodes. Cette variation est maximale à la fréquence qui maximise la pente de la résonance, notée ν_p (figure 3.6 (b)) [59]. Plus la pente de la résonance sera élevée, plus la variation d'intensité détectée par la photodiode sera importante, avec toutefois la contrainte d'utiliser une source très fine spectralement, ce qui n'est pas requis pour les gyroscopes interférométriques.

L'expression de la sensibilité d'un gyroscope optique est donnée par l'équation (3.1). Dans le cas d'un gyroscope résonant, en notant T la transmission de l'anneau, on peut décomposer cette expression selon :

$$S = \frac{dT}{d\nu}(\nu_p) \cdot \frac{d\nu}{d\Omega} = \frac{dT}{d\nu}(\nu_p) \cdot \frac{4A}{Ln_{\text{eff}}\lambda_0} \quad (3.19)$$

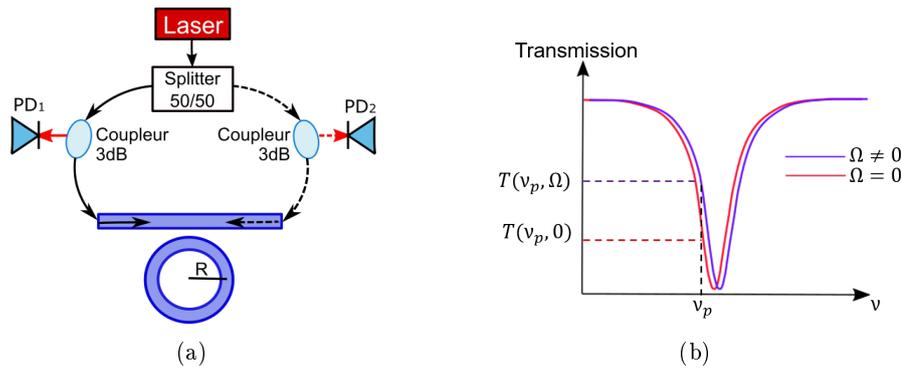


FIGURE 3.6 – (a) Principe d'un gyroscope résonant intégré. (b) Transmission de l'anneau résonant en rotation ($\Omega \neq 0$) et au repos ($\Omega = 0$). La fréquence ν_p correspond au point où la pente de la transmission est maximale.

Où le terme $\frac{d\nu}{d\Omega}$ correspond au décalage en fréquence lié à l'effet Sagnac donné par l'équation (3.18), et le terme $\frac{dT}{d\nu}(\nu_p)$ correspond à la pente maximale de la résonance. Ainsi, plus la pente sera élevée et meilleure sera la sensibilité du gyroscope. A empreinte égale, ce paramètre permet donc de comparer différents designs entre eux. Il est important de noter que la sensibilité varie ici selon A/L , et non pas proportionnellement à A comme c'était le cas pour le gyroscope interférométrique (voir (3.6)). Augmenter le nombre de boucles effectuées par le guide, par exemple en utilisant une spirale résonante, n'est donc pas intéressant, car le ratio A/L reste le même ; mais les pertes dans le guide augmentent.

La figure 3.7 (a) donne une configuration possible de gyroscope résonant basé sur un anneau all-pass. Toute source laser présente une densité spectrale de puissance lorentzienne : plus la largeur spectrale sera élevée et plus la résonance de l'anneau s'en retrouvera "aplatie". Il est donc nécessaire d'utiliser une source fine spectralement, et ce d'autant plus que le périmètre de l'anneau sera élevé. L'influence de la largeur spectrale du laser a été étudiée dans la référence [59]: pour un anneau de périmètre 2.8 m avec des pertes de propagation de 0.06 dB/cm, une largeur spectrale de 100 kHz ne cause pas de déformation notable du spectre. Cette condition s'assouplit lorsque le périmètre de l'anneau est réduit, ce qui est le cas pour un gyroscope intégré. De plus, afin de pouvoir asservir le laser sur la résonance lorsque le gyroscope tourne (voir section 2.4), celui-ci doit présenter un pas en longueur d'onde inférieur à la largeur à mi-hauteur de la résonance.

Sur la figure 3.7 (a), la lumière du laser est couplée par un coupleur à réseau de diffraction (en anglais "grating coupler"), qui a l'avantage de permettre l'automatisation des mesures de test. Elle est divisée en deux parties égales par un coupleur 3 dB. Dans les deux sens de circulation, des modulateurs sont placés afin de pouvoir équilibrer la puissance dans les deux bras, et réaliser une modulation de phase du signal. L'effet Sagnac étant très faible, celle-ci est en effet nécessaire pour sortir le signal du bruit, comme décrit à la section 2.4.

Deux autres coupleurs 3 dB sont ensuite ajoutés. Ainsi, sur le bras de droite, la moitié du signal est transmise sur une photodiode de référence notée PD_B , permettant de contrôler la puissance injectée et de normaliser le signal mesuré. L'autre moitié du signal est couplée dans l'anneau, circule dans le sens horaire (respectivement anti-horaire) et est collectée par une photodiode de mesure notée PD_1 . La transmission du dispositif est obtenue en normalisant le signal mesuré sur la photodiode PD_1 par le signal mesuré sur PD_B . Il en est de même avec le bras de gauche, PD_A et PD_2 . Avec une telle configuration, 50% de la puissance est inévitablement perdue dans les coupleurs 3 dB, ceci afin de pouvoir injecter la lumière dans les deux sens de circulation.

Afin de simplifier les notations, le terme PD_i désigne la puissance reçue par la photodiode i . En l'absence de rotation, d'après l'équation (3.16), la transmission T_{AP} du dispositif est donnée par :

$$T_{AP} = \frac{PD_1}{PD_B} = \frac{PD_2}{PD_A} = \frac{1}{2} \cdot \left| \frac{\tau - e^{-\frac{\alpha L}{2}} e^{-j\frac{2\pi n_{\text{eff}} L}{\lambda}}}{1 - \tau e^{-\frac{\alpha L}{2}} e^{-j\frac{2\pi n_{\text{eff}} L}{\lambda}}} \right|^2 \quad (3.20)$$

La transmission à une longueur d'onde donnée est donc une fonction des pertes de propagation, de la longueur de l'anneau et du coefficient de couplage. L'optimisation d'un tel gyroscope sera détaillée au Chapitre 4. Le facteur $1/2$ est dû à la présence des coupleurs 3 dB permettant l'injection du signal dans les deux sens. Afin de comparer différentes configurations entre elles, on se propose de calculer la sensibilité obtenue avec l'all-pass pour les paramètres suivants : $L = 4 \times 4.8$ mm, $\alpha = 0.4$ dB/cm, $\lambda_0 = 1.31$ μm , et $n_{\text{eff}} = 1.74$. Ces paramètres correspondent en effet à ceux du gyroscope fabriqué à STMicroelectronics sur le masque de photolithographie nommé Actarus (voir détails à la section 4.2). Un pas en longueur d'onde de 0.1 pm est utilisé pour la simulation. La pente maximale est obtenue pour un anneau optimalement sous-couplé [59]. Numériquement, on obtient un coefficient de couplage optimal $\kappa^2 = 8.4\%$, ce qui correspond à une sensibilité $S_{AP} = 3.2 \cdot 10^{-6}$ s. La figure 3.7 (b) montre la transmission du dispositif en l'absence de rotation et pour une rotation dans le sens horaire à la vitesse $\Omega = 50$ krad/s. Cette vitesse est choisie volontairement élevée afin de mieux visualiser le décalage des résonances.

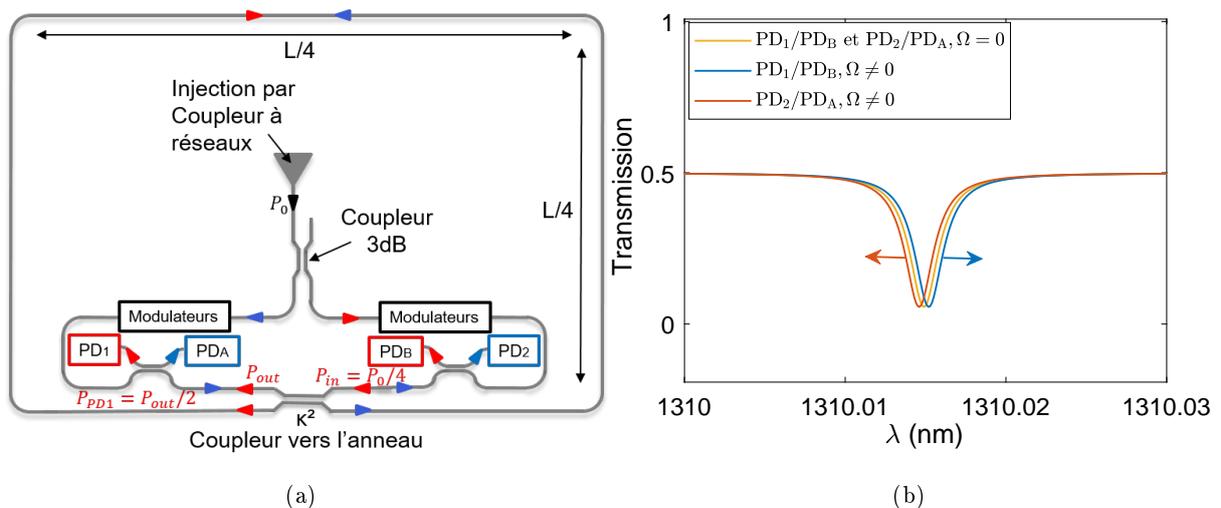


FIGURE 3.7 – (a) Schéma d'un gyroscope intégré résonant basé sur un anneau en configuration all-pass. Les photodiodes PD_A et PD_B servent de référence et permettent la normalisation du signal. La photodiode PD_1 permet la détection du signal circulant dans le sens horaire (en rouge), la photodiode PD_2 dans le sens anti-horaire (en bleu). (b) Transmission de l'anneau résonant en rotation dans le sens horaire ($\Omega = 50$ krad/s) et au repos ($\Omega = 0$ rad/s). Les paramètres du dispositif sont : $L = 4 \times 4.8$ mm, $\alpha = 0.4$ dB/cm, $\kappa^2 = 8.4\%$, et $n_{\text{eff}} = 1.74$.

3.2.3 Sensibilité d'un Gyroscope Add-Drop

Il est également possible de concevoir un gyroscope résonant basé sur un anneau en configuration "add-drop". On peut alors détecter le signal sur le port "drop" seul, ce qui permet d'éviter l'usage de coupleurs 3 dB pour injecter/récupérer le signal. Cependant, le second coupleur sur l'anneau rajoutant des pertes, la pente de la résonance est plus faible que celle d'un anneau all-pass [59]. Une autre possibilité consiste à détecter simultanément les signaux des ports "through"

et "drop", afin de récupérer davantage de signal qu'avec la configuration all-pass présentée à la section précédente, pour laquelle les coupleurs 3 dB étaient responsables de 50% de pertes. La figure 3.8 (a) donne un design possible de gyroscope en configuration add-drop. Le principe est similaire à celui du gyroscope all-pass, mais un second guide d'onde a été couplé sur l'anneau. Ainsi, il est possible de rajouter deux photodiodes de mesures, notées PD_3 et PD_4 , aux deux extrémités de ce guide d'onde. Les transmissions sans rotation du signal aux ports "through" $T_{AD,through}$ et "drop" $T_{AD,drop}$ sont alors données par [57]:

$$T_{AD,through} = \frac{PD_1}{PD_B} = \frac{PD_2}{PD_A} = \frac{1}{2} \left| \frac{\tau_T - \tau_D e^{-\frac{\alpha L}{2}} e^{-j\frac{2\pi n_{eff} L}{\lambda}}}{1 - \tau_T \tau_D e^{-\frac{\alpha L}{2}} e^{-j\frac{2\pi n_{eff} L}{\lambda}}} \right|^2 \quad (3.21)$$

$$T_{AD,drop} = \frac{PD_4}{PD_B} = \frac{PD_3}{PD_A} = \left| -\frac{\kappa_T \kappa_D \sqrt{e^{-\frac{\alpha L}{2}} e^{-j\frac{2\pi n_{eff} L}{\lambda}}}}{1 - \tau_T \tau_D e^{-\frac{\alpha L}{2}} e^{-j\frac{2\pi n_{eff} L}{\lambda}}} \right|^2 \quad (3.22)$$

Où κ_T, τ_T représentent les coefficients de couplage du port "through" et κ_D, τ_D ceux du port "drop". A nouveau, un facteur 1/2 a été ajouté sur le port "through" à cause de l'utilisation des coupleurs 3 dB. Afin de maximiser la pente du signal, on s'intéresse à la différence des transmissions T_{AD} aux ports drop et through : $T_{AD} = T_{AD,through} - T_{AD,drop}$. Il est alors nécessaire d'optimiser les coefficients de couplage des deux ports. La figure 3.8 (b) donne la sensibilité du gyroscope en fonction de κ_T et κ_D . Les paramètres utilisés sont les mêmes que pour le gyroscope all-pass étudié à la section 3.2.2 : $L = 4 \times 4.8$ mm, $\alpha = 0.4$ dB/cm, $\lambda_0 = 1.31$ μ m, et $n_{eff} = 1.74$. On constate que la sensibilité maximale de ce gyroscope add-drop, notée S_{AD} , et calculée avec un pas de 0.1 pm, est obtenue pour $\kappa_T = 11\%$ et $\kappa_D = 5.3\%$ et vaut $S_{AD} = 3.6 \cdot 10^{-6}$ s, soit 1.12 fois plus que pour la configuration all-pass étudiée. La figure 3.8 (c) donne les signaux normalisés reçus par les 4 photodiodes du gyroscope optimisé en l'absence de rotation. On constate que faire la différence des signaux reçus par les photodiodes aux port through et drop permet d'augmenter la pente du signal, et donc la sensibilité. On mesure donc les différences $PD_1/PD_A - PD_4/PD_A$ dans le sens horaire, et $PD_2/PD_B - PD_3/PD_B$ dans le sens anti-horaire. En l'absence de rotation, ces différences sont égales. Ce n'est plus le cas lorsque le gyroscope tourne, du fait de l'effet Sagnac, et la différence $\frac{PD_1 - PD_4}{PD_A} - \frac{PD_2 - PD_3}{PD_B}$ est alors proportionnelle à la vitesse de rotation (figure 3.8 (d)).

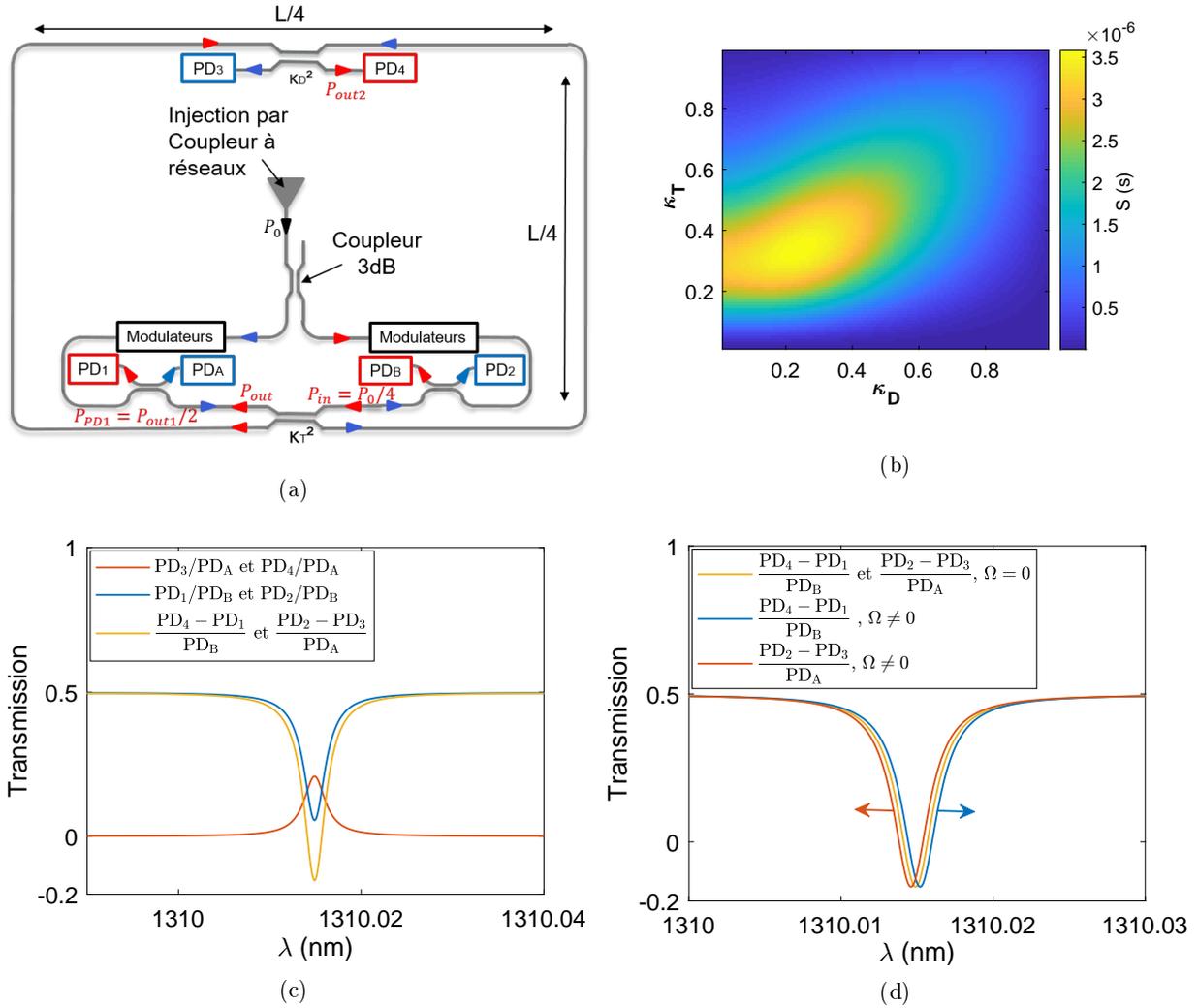


FIGURE 3.8 – (a) Schéma d'un gyroscope intégré résonant basé sur un anneau en configuration add-drop. Les photodiodes PD_A et PD_B servent de référence et permettent la normalisation du signal. Les photodiodes PD_1 et PD_4 permettent la détection du signal circulant dans le sens horaire (en rouge), les photodiodes PD_2 et PD_3 dans le sens anti-horaire (en bleu). (b) Sensibilité du gyroscope add-drop en fonction des coefficients de couplage κ_T et κ_D . (c) Transmission statique du gyroscope. (d) Transmission du gyroscope au repos ($\Omega = 0$) et en rotation à $\Omega = 50$ rad/s. En rotation, la différence des signaux mesurés dans les deux sens $\frac{PD_1 - PD_4}{PD_B} - \frac{PD_2 - PD_3}{PD_A}$ est proportionnelle à Ω .

3.2.4 Etat de l'art

Nous avons vu que la pente de la résonance d'un anneau est un paramètre critique pour améliorer la sensibilité des gyroscopes résonants. Or, celle-ci est directement reliée au facteur de qualité de l'anneau, lui-même relié aux pertes de propagation du guide d'onde (équation (3.13)). De nombreux travaux sur l'intégration des gyroscopes résonants ont donc porté sur l'obtention d'anneaux résonants à fort facteur de qualité. Pour atteindre une résolution de $10^\circ/h$, un diamètre supérieur à 1 cm et un facteur de qualité supérieur à 1 million sont typiquement nécessaires [16]. Les systèmes de détection employés pour caractériser les gyroscopes optiques résonants, comme celui présenté à la section 2.4, peuvent être appliqués aux gyroscopes résonants intégrés. La fibre optique constituant la cavité résonante est alors remplacée par l'anneau résonant intégré. Il est également possible de travailler avec des matériaux permettant la réalisation de composants actifs (lasers, modulateurs de phase) afin d'envisager une intégration monolithique du gyroscope. Cette section vise à présenter les matériaux permettant la réalisation d'anneaux résonants à fort facteur de qualité et les premiers prototypes de gyroscopes résonants intégrés fabriqués.

Si :

Un facteur de qualité intrinsèque $Q_{int} = 2.2 \cdot 10^7$ a été mesuré sur anneau de 4.9 mm de diamètre en silicium, ce qui correspond à des pertes de 2.3 dB/m, limitées par le rayon de courbure. Les guides d'onde utilisés sont des guides "ridge" de 1.56 μm de large pour 1.2 μm de haut, présentés sur la figure 3.9 (a). Ces faibles pertes ont été obtenues via des techniques de lissage des flancs par recuits et oxydation.[60]

SiN :

La technologie de guides d'onde SiN à ultra-faibles pertes a également permis d'atteindre des facteurs de qualités élevés. Ainsi, un facteur de qualité intrinsèque $Q_{int} = 8.1 \cdot 10^7$ a été mesuré pour des anneaux de 1.9 cm de diamètre à une longueur d'onde de 1.58 μm [61]. Un premier prototype de gyroscope basé sur un anneau résonant en SiN à ultra-faibles pertes a aussi été fabriqué récemment. L'anneau mesure 1.6 cm de diamètre et possède un facteur de qualité de $Q_{int} = 9.3 \cdot 10^6$, correspondant à des pertes de 2.46 dB/m. Un système de détection comprenant une source laser de 1 kHz à 1.55 μm , des modulateurs de phases en niobate de lithium (LiNbO_3) et des photodétecteurs a été implémenté, et une dérive de biais à long terme (1 h) de $0.68^\circ/\text{s}$ a été obtenue pour un temps d'intégration de 164 s. [62]

SiO2 :

Les circuits photoniques en silice représentent également une technologie mature pour atteindre de faibles pertes de propagation. En 2017, un gyroscope basé sur un anneau à faibles pertes en SiO_2 dopé germanium de 2.5 cm de diamètre a été caractérisé. Le facteur de qualité s'élève à $Q_{int} = 1.46 \cdot 10^7$. L'anneau a été couplé sur des fibres à polarisation unique afin de réduire le bruit associé à la polarisation de la lumière, et une dérive de biais record de $0.004^\circ/\text{s}$ a été mesurée sur une 1 h. Une résolution de $3.74^\circ/\text{h}$ a été calculée pour ce dispositif. [63], [64]

InP, LiNbO3 :

Une autre approche consiste à utiliser des matériaux permettant l'intégration monolithique du gyroscope, c'est-à-dire rassemblant l'anneau et les autres composants nécessaire au circuit photonique sur un même substrat. Ainsi, un facteur de qualité de 10^6 a été mesuré sur anneau de 2.6 cm de diamètre en phosphore d'indium (InP)[65], et $Q_{int} \approx 10^7$ pour un stade de 80 μm de rayon de courbure en LiNbO_3 [66].

Par ailleurs, des résonateurs de type micro-disque, supportant un type particulier d'ondes appelées "Whispering Gallery Modes" ont permis d'atteindre des facteurs de qualité encore plus élevés de l'ordre de 10^9 en MgF_2 et CaF_2 [67] ou encore en silice [68] et apparaissent donc comme des candidats intéressants pour la réalisation de gyroscopes miniaturisés (voir figure 3.9 (b)). Cependant, leur fabrication est complexe, ce qui limite les possibilités d'intégration dans des circuits photoniques.

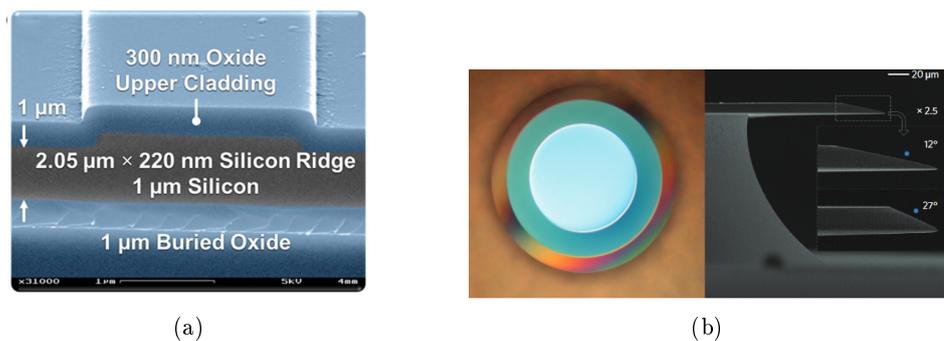


FIGURE 3.9 – (a) Guide d'onde de type "ridge" en silicium utilisé pour la réalisation d'un anneau résonant à fort facteur de qualité - extrait de [60]. (b) Vue du dessus et en coupe du microdisque en silice ("wedge resonator") réalisé dans [68]. Le pilier est en silicium.

3.3 Autres structures basées sur des anneaux résonants

Plusieurs pistes ont été étudiées dans la littérature afin d'augmenter la sensibilité d'un gyroscope résonant passif, en couplant plusieurs anneaux résonants entre eux, ou en couplant un anneau à un interféromètre de Mach-Zehnder. Cette section vise à présenter ces structures et leur intérêt.

3.3.1 CROW et SCISSOR

Puisqu'il est possible de mesurer l'effet Sagnac par le biais d'un anneau résonant, on peut légitimement se demander s'il n'est pas possible d'augmenter la sensibilité d'un gyroscope en couplant plusieurs anneaux. Une première configuration consiste à coupler plusieurs anneaux à un même guide d'onde, pour former un SCISSOR ("Side Coupled Integrated Spaced Sequence of Resonators", voir figure 3.10 (a)), comme cela a été proposé dans [69]. Une autre possibilité est de coupler plusieurs anneaux entre eux, pour former un CROW ("Coupled Resonator Optical Waveguide", figure 3.10 (b)), comme proposé dans [70], [71]. Cependant, lorsque deux anneaux sont couplés l'un à l'autre, la lumière circule dans des sens opposés dans chaque anneau, et il est nécessaire d'utiliser un nombre impair d'anneaux pour que l'effet Sagnac ne s'annule pas. D'autres solutions ont été envisagées, comme alterner un couplage faible et fort entre les anneaux [72], utiliser des anneaux de taille différente [73], ou encore "replier" le guide d'onde formant chaque anneau de manière à ce que la lumière circule toujours dans le même sens [74].

Malheureusement, en pratique, aucune de toutes les configurations citées ci-dessus ne permet d'améliorer la sensibilité d'un gyroscope basé sur un anneau résonant seul, quel que soit le nombre d'anneaux utilisés [35], [75]. Cela s'explique par le fait que, pour comparer rigoureusement plusieurs structures entre elles, plusieurs principes doivent être respectés. Tout d'abord, puisque l'effet Sagnac est directement relié à l'aire de l'anneau, il est nécessaire de comparer des structures de même encombrement spatial. Ainsi, un "CROW" ou "SCISSOR" constitué de N anneaux de rayon R doit être comparé à un anneau seul de rayon $R\sqrt{N}$. Ensuite, il faut tenir compte des pertes de propagation dans les guides d'onde ($\alpha \neq 0$), et la sensibilité doit être définie comme la variation de *transmission* par rapport à la vitesse angulaire, et non comme la variation de phase. Enfin, les différentes configurations étudiées doivent être optimisées pour être comparées entre elles (coefficients de couplage, fréquence de travail...). Une fois tous ces critères remplis, on peut montrer qu'aucune des structures évoquées dans cette section n'est plus efficace qu'un anneau seul optimisé [76].

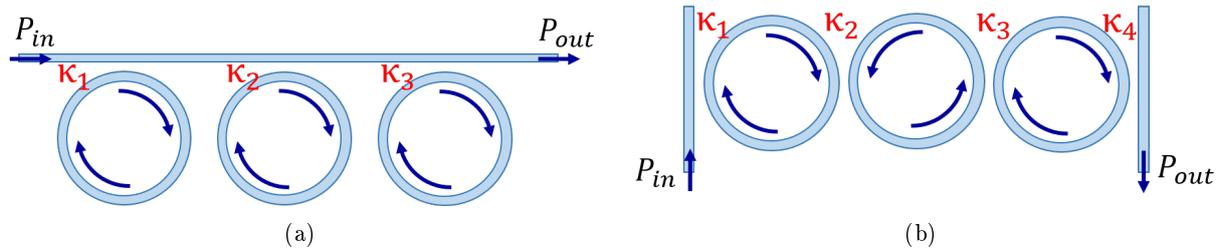


FIGURE 3.10 – Schéma d’un gyroscope résonant (a) de type SCISSOR et (b) de type CROW.

3.3.2 Anneau couplé à un interféromètre de Mach-Zehnder

3.3.2.1 Présentation du dispositif

Bien qu’il ne soit *a priori* pas possible d’augmenter la sensibilité des gyroscopes résonants en couplant plusieurs anneaux entre eux, une autre approche plus prometteuse consiste à coupler un anneau résonant à un interféromètre de Mach-Zehnder (MZI). Cette configuration avait déjà été proposée pour la réalisation de filtres optiques [77]. Son application dans le cas de capteurs (gyroscopes ou biocapteurs) a par la suite été proposée dans [78]. La figure 3.11 (a) montre la configuration du gyroscope étudié. La lumière d’une source à bande étroite est injectée dans l’un des deux ports d’entrée du dispositif (P_{in}). Un coupleur directionnel à 3 dB permet ensuite d’envoyer la moitié de la puissance dans chacun des bras du MZI. Sur l’un des deux bras, un anneau résonant all-pass est couplé. Sur le second bras, un déphasage est ajouté. La lumière dans les deux bras interfère ensuite sur un second coupleur à 3 dB, puis est détectée au niveau des deux ports de sortie (P_1 et P_2). Les auteurs démontrent que la sensibilité du gyroscope est maximisée lorsque l’anneau est au couplage critique, et que le déphasage entre les deux bras est égal à $\frac{\pi}{2}$. Pour un tel déphasage, on obtient en effet des résonances de Fano aux deux ports de sortie (voir figure 3.11 (b)).

Contrairement à la résonance d’un anneau seul, qui a la forme d’une Lorentzienne, les résonances de Fano sont raides et asymétriques. Elles résultent du couplage de deux interféromètres. Comme les signaux P_1 et P_2 ont des pentes opposées, on peut maximiser la pente totale en mesurant la différence de signaux $P_1 - P_2$. Les auteurs de [78] ont ainsi calculé une sensibilité supérieure de 30.5% par rapport à un gyroscope basé sur un anneau résonant seul (en supposant le couplage et les pertes de l’anneau faibles). Enfin, un autre avantage lié à l’utilisation du MZI est la réduction de l’effet Kerr, que nous détaillerons à la section 3.5.3, et qui génère un biais non constant sur la sortie du gyroscope. En effet, l’effet Kerr est proportionnel à la puissance de la lumière qui circule dans l’anneau. Or, pour la configuration présentée dans [78], à puissance injectée équivalente, on retrouve 25% de puissance en moins dans l’anneau que dans le cas d’un gyroscope basé sur un anneau optimisé seul. En revanche, l’utilisation du MZI implique sa stabilisation en température en plus de celle de l’anneau, ce qui augmente la complexité du dispositif.

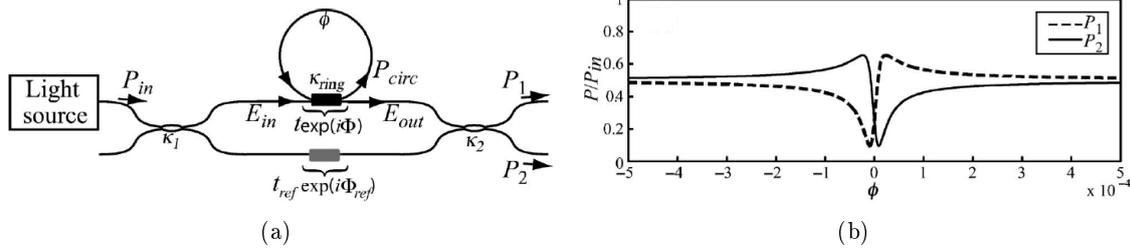


FIGURE 3.11 – (a) Schéma d'un gyroscope à fibre optique basé sur un anneau résonant couplé à un interféromètre de Mach-Zehnder (MZI). (b) Transmissions des deux ports de sortie du dispositif optimisé en fonction de la phase dans l'anneau. Extrait de [78].

3.3.2.2 Calcul de sensibilité

L'étude menée dans [78] se base sur la transmission de l'anneau couplé au MZI, avec la lumière circulant dans un des deux sens uniquement. Cette étude est adaptée à un gyroscope résonant non intégré, car l'ajout de circulateurs optiques permettrait l'injection du signal dans les deux sens sans modifier la configuration proposée. Cependant, dans le cas d'un gyroscope intégré, cela n'est plus possible, et une nouvelle optimisation du dispositif est nécessaire. La figure 3.12 (a) donne une proposition de configuration pour un gyroscope intégré utilisant un anneau all-pass couplé à un MZI. À nouveau, le principe est similaire à celui du gyroscope all-pass présenté à la section 3.2.2. La lumière est injectée dans les deux sens de circulation. L'ajout de coupleurs 3 dB est, là encore, nécessaire pour cela ; ce qui va créer des pertes supplémentaires par rapport à la configuration présentée dans [78]. La lumière atteint ensuite les deux photodiodes de référence PD_A et PD_B , puis circule dans le Mach-Zehnder couplé à l'anneau. Enfin, les signaux sont collectés par les photodiodes de mesure PD_2 (sens horaire, en rouge) et PD_4 (sens anti-horaire, en bleu), puis par les photodiodes PD_1 (sens horaire) et PD_3 (sens anti-horaire) après avoir traversé un second coupleur 3 dB. En notant κ, τ les coefficients de couplage et de transmission de l'anneau, les transmissions statiques T_{MZI_1} et T_{MZI_2} du dispositif sont données par [77] :

$$T_{MZI_1} = \frac{PD_1}{PD_B} = \frac{PD_3}{PD_A} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{4} \left| -\frac{\tau - e^{-\frac{\alpha L}{2}} e^{-j\frac{2\pi n_{eff} L}{\lambda}}}{1 - \tau e^{-\frac{\alpha L}{2}} e^{-j\frac{2\pi n_{eff} L}{\lambda}}} + e^{i\Delta\Phi} \right|^2 \quad (3.23)$$

$$T_{MZI_2} = \frac{PD_2}{PD_B} = \frac{PD_4}{PD_A} = \frac{1}{4} \left| \frac{\tau - e^{-\frac{\alpha L}{2}} e^{-j\frac{2\pi n_{eff} L}{\lambda}}}{1 - \tau e^{-\frac{\alpha L}{2}} e^{-j\frac{2\pi n_{eff} L}{\lambda}}} + e^{i\Delta\Phi} \right|^2 \quad (3.24)$$

Comme pour le all-pass et le add-drop, le facteur $1/2$ dans l'expression de T_{MZI_1} est dû à l'utilisation du coupleur 3 dB nécessaire à la circulation du signal dans les deux sens. $\Delta\Phi = \Phi_0 + \Phi_s$ désigne le déphasage entre les deux bras du Mach-Zehnder : Φ_0 est le déphasage initial, et Φ_s le déphasage appliqué par exemple au moyen d'une chaufferette. Dans les deux équations (3.23) et (3.24), on reconnaît la transmission de l'anneau all-pass seul dans le premier terme de la somme. Le second terme correspond au déphasage induit par le second bras du Mach-Zehnder. La transmission "totale" dans les deux ports du dispositif est donc une combinaison de ces deux composantes, liée à l'interférence des signaux circulant dans les deux bras du Mach-Zehnder. La figure 3.12 (b) donne les signaux normalisés en sortie du dispositif lorsque celui-ci ne tourne pas ($\Omega = 0$). Les signaux mesurés sur PD_1 et PD_2 (respectivement PD_3 et PD_4) ont des pentes de signe opposé. Pour maximiser la sensibilité, on mesure donc le signal $\frac{PD_2 - PD_1}{PD_B}$ dans le sens horaire, et $\frac{PD_4 - PD_3}{PD_A}$ dans le sens anti-horaire. En rotation, les résonances mesurées

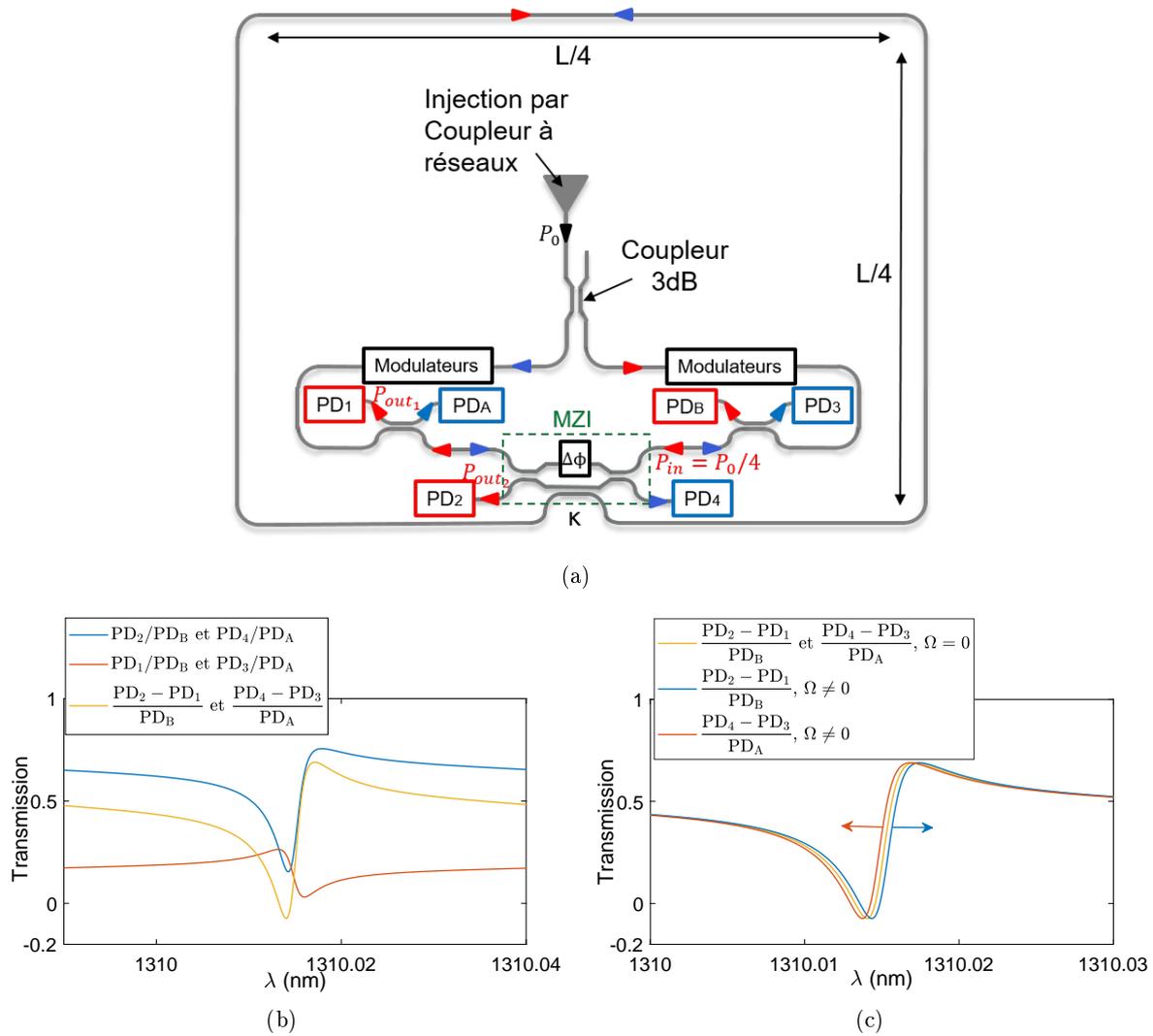


FIGURE 3.12 – (a) Schéma d'un gyroscope intégré résonant basé sur un anneau all-pass couplé à un MZI. Les photodiodes PD_A et PD_B servent de référence et permettent la normalisation du signal. Les photodiodes PD_1 et PD_2 permettent la détection du signal circulant dans le sens horaire (en rouge), les photodiodes PD_3 et PD_4 dans le sens anti-horaire (en bleu). (b) Transmission statique du gyroscope. (d) Transmission du gyroscope au repos ($\Omega = 0$) et en rotation à $\Omega = 50$ krad/s. En rotation, la différence des signaux mesurés dans les deux sens $\frac{PD_2 - PD_1}{PD_B} - \frac{PD_4 - PD_3}{PD_A}$ est proportionnelle à Ω .

par $\frac{PD_2 - PD_1}{PD_B}$ et $\frac{PD_4 - PD_3}{PD_A}$ se décalent en sens opposés (figure 3.12 (c)). La différence $\frac{PD_2 - PD_1}{PD_B} - \frac{PD_4 - PD_3}{PD_A}$ sera alors proportionnelle à la vitesse de rotation.

Le design proposé ici permet de récupérer 75% du signal injecté contre 50% pour le gyroscope all-pass. Toutefois, les coupleurs 3 dB rajoutés par rapport au dispositif présenté dans [78] influencent la transmission du gyroscope. Il est alors nécessaire de re-calculer le déphasage $\Delta\Phi$ optimal, et de comparer la sensibilité S_{MZI} du gyroscope intégré basé sur un anneau couplé à un MZI à celle de l'anneau all-pass et add-drop optimisés. La figure 3.13 trace S_{MZI} en fonction du déphasage appliqué sur le Mach-Zehnder. Les paramètres utilisés pour la simulation sont les mêmes que ceux utilisés aux sections précédentes (3.2.2 et 3.2.3) : $L = 4 \times 4.8$ mm, $\alpha = 0.4$ dB/cm, $\lambda_0 = 1.31$ μ m, et $n_{\text{eff}} = 1.74$. Le pas utilisé est 0.1 pm, et l'anneau est supposé au couplage critique : $\kappa^2 = 15\%$. On constate que la sensibilité maximum est obtenue pour un déphasage de $\pm 0.4\pi$ et vaut $S_{MZI} = 6.4 \cdot 10^{-6}$ s. Cette configuration permet donc de doubler la sensibilité par rapport au gyroscope all-pass. De plus, quel que soit le déphasage appliqué, la sen-

sibilité est égale ou supérieure à celle du gyroscope add-drop optimisé, ce qui le rend davantage robuste aux variations de fabrication. En comparant les configurations de gyroscopes optimisés, on a montré ici l'intérêt de coupler l'anneau à un MZI dans le cas d'un gyroscope intégré.

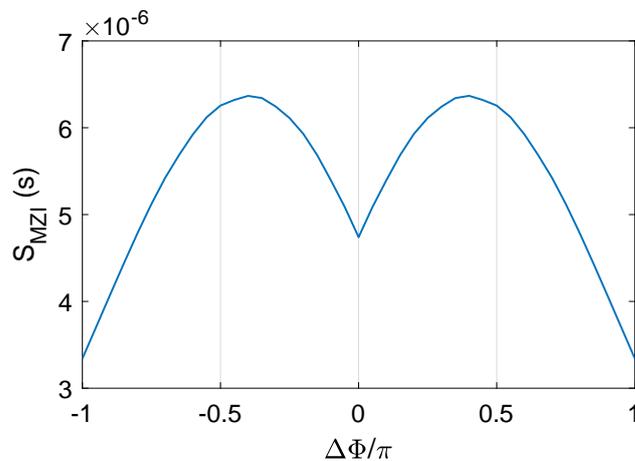


FIGURE 3.13 – Sensibilité théorique du gyroscope basé sur un anneau couplé à un MZI en fonction du déphasage appliqué sur le bras de référence. Les paramètres utilisés pour le calcul sont : $L = 4 \cdot 4.8 \text{ mm}$, $\alpha = 0.4 \text{ dB/cm}$, $\lambda_0 = 1.31 \text{ }\mu\text{m}$, $n_{\text{eff}} = 1.74$, $\kappa^2 = 15\%$ (couplage critique) et un pas en longueur d'onde de $0.1 \text{ }\mu\text{m}$.

3.4 Bruit sur les photodiodes et calcul de résolution

La sensibilité d'un gyroscope donne la variation de sa transmission avec la vitesse angulaire, et permet de comparer différentes configurations entre elles. Pour estimer la performance d'un gyroscope, on peut également calculer sa résolution, c'est-à-dire la plus petite vitesse angulaire qu'il est capable de détecter. Cette valeur va notamment dépendre des sources de bruits présentes sur les photodétecteurs et sur la source laser. Cette section vise à lister les principales sources de bruit, et détailler la formule de la résolution.

3.4.1 Sources de bruit sur les photodiodes et le laser

Différentes sources de bruits sont présentes au niveau des photodiodes utilisées pour détecter les variations de signal dues à l'effet Sagnac. Si la vitesse de rotation est faible, ces sources de bruit peuvent perturber la mesure. On note $i_{PD} = R_s P_{PD}$ le photocourant généré par une photodiode, avec P_{PD} la puissance optique incidente sur la photodiode. $R_s = \frac{q\eta\lambda}{hc}$ désigne la responsivité de la photodiode, avec $q = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ la charge élémentaire, η l'efficacité quantique, et $h = 6.62 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$ la constante de Planck. Les principales sources de bruit sont les suivantes :

Bruit de grenaille : Dans le cas idéal, la résolution d'un gyroscope est limitée par le bruit de grenaille (en anglais "shot noise"), aussi appelé bruit de Schottky ou bruit quantique. Il s'agit d'un bruit blanc lié aux fluctuations du nombre de photons qui atteignent le détecteur. La déviation standard du photocourant associée au bruit de grenaille, notée σ_{SN} , s'exprime par [59], [79]:

$$\sigma_{SN}^2 = 2qB(i_{PD} + i_{obs}) \quad (3.25)$$

Où i_{obs} est le courant d'obscurité, et B est la bande passante du système telle que $B = 1/2\tau$, avec τ le temps d'intégration. La contribution du courant d'obscurité étant négligeable lorsque la puissance incidente est suffisamment élevée, on supposera ici le cas idéal où $i_{obs} = 0$.

Bruit thermique : Le bruit thermique est lié à l'agitation thermique des électrons dans la résistance associée à la photodiode. Sa déviation standard σ_{th} est donnée par [59], [79]:

$$\sigma_{th}^2 = \frac{4k_B T B}{R_{eq}} \quad (3.26)$$

Où T est la température, $k_B = 1.38 \cdot 10^{-23}$ J/K est la constante de Boltzmann, et R_{eq} la résistance équivalente de la photodiode (incluant sa résistance interne et la résistance de charge du circuit).

Bruit d'intensité relative du laser : Une troisième source de bruit possible est le bruit lié à l'intensité relative du laser (en anglais "Relative Intensity Noise", ou "RIN", exprimé en dB/Hz). Ce bruit est dû au fait que la puissance optique générée par le laser fluctue dans le temps, et cette fluctuation va se répercuter sur le signal mesuré par la photodiode. La déviation standard σ_{RIN} associée s'exprime par [59]:

$$\sigma_{RIN}^2 = i_{PD}^2 RIN \cdot B \quad (3.27)$$

Ces trois sources de bruit étant statistiquement indépendante, leurs déviations standard s'additionnent quadratiquement. On note δi la déviation standard totale du photocourant. On a alors : $\delta i = \sqrt{\sigma_{SN}^2 + \sigma_{th}^2 + \sigma_{RIN}^2}$. Ces trois sources de bruit ont une dépendance différente avec la puissance optique reçue par la photodiode. Selon la puissance reçue, la source de bruit dominante ne sera donc pas la même. Les déviations standard des photocourants associés à ces trois bruits ainsi que la déviation standard totale sont tracées sur la figure 3.14. Les paramètres de la photodiode utilisés pour le calcul sont issus de [59]: $\eta = 0.68$, $B = 10$ Hz, $R_{eq} = 10^6$ Ohm, $T = 298.15$ K, et $RIN = -160$ dB/Hz. La longueur d'onde utilisée est $\lambda_0 = 1.31$ μ m. On constate que pour une puissance comprise entre $P_{PD} \approx -40$ dBm et $P_{PD} \approx 0$ dBm, le bruit de grenaille est dominant.

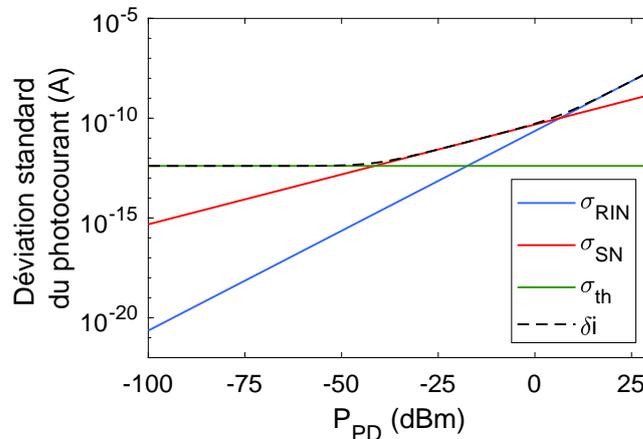


FIGURE 3.14 – Déviation standard des photocourants associés au bruit de grenaille, bruit thermique et bruit d'intensité relative du laser en fonction de la puissance incidente sur la photodiode P_{PD} .

Il existe également d'autres sources de bruit liées à l'électronique utilisée pour la détection (par exemple le bruit de grenaille électronique), qui ne sont pas détaillées ici.

3.4.2 Calcul de résolution

La méthode de calcul de résolution détaillée dans cette section est expliquée dans les références [48], [59], [80]. A la limite de la résolution, il n'est plus possible de distinguer une variation d'intensité sur une photodiode δP_{PD} due à une rotation $\delta\Omega$ d'une fluctuation due au bruit. On a alors la relation : $R_s\delta P_{PD} = \delta i$. On note $T(\nu_p, \Omega)$ la transmission du gyroscope à la fréquence ν_p qui maximise la pente prise à la vitesse de rotation Ω . La puissance injectée en entrée du gyroscope est notée P_{in} , et on note C les pertes subies par la lumière avant d'atteindre l'anneau ou le Mach-Zehnder (liées à la présence des coupleurs 3 dB). Ainsi, pour les gyroscopes all-pass, add-drop et MZI présentés dans les sections précédentes, le faisceau injecté est deux fois divisé par deux, et on a donc $C = 4$. La puissance reçue par la photodiode P_{PD} s'exprime alors par :

$$P_{PD} = \frac{P_{in}}{C} \cdot T(\nu_p, \Omega) \quad (3.28)$$

On peut alors écrire δP_{PD} comme :

$$\delta P_{PD} = \frac{P_{in}}{C} \cdot \delta_\Omega T(\nu_p) \quad (3.29)$$

Avec :

$$\delta_\Omega T(\nu_p) = \frac{dT}{d\nu}(\nu_p) \cdot \frac{d\nu}{d\Omega} \cdot \delta\Omega \quad (3.30)$$

Où le terme $\frac{d\nu}{d\Omega}$ correspond au décalage en fréquence lié à l'effet Sagnac :

$$\frac{d\nu}{d\Omega} = \frac{2A}{n_{\text{eff}}L\lambda_0} \quad (3.31)$$

On a ici un facteur 2 et non 4 au numérateur comme dans l'équation (3.18), car on s'intéresse pour le moment au signal P_{PD} mesuré par une seule photodiode (dans un seul des sens de circulation). Le décalage en fréquence est donc deux fois moins important. En injectant (3.30) et (3.31) dans (3.29) on obtient finalement :

$$\delta P_{PD} = \frac{P_{in}}{C} \cdot \frac{dT}{d\nu}(\nu_p) \cdot \frac{2A}{Ln_{\text{eff}}\lambda_0} \delta\Omega \quad (3.32)$$

Ainsi, d'après (3.32), sachant que $R_s\delta P_{PD} = \delta i$ et en prenant en compte les signaux se propageant dans les deux sens de circulation, on obtient l'expression de la résolution du gyroscope :

$$\delta\Omega = C \cdot \left(\frac{dT}{d\nu}(\nu_p) \right)^{-1} \cdot \frac{Ln_{\text{eff}}\lambda_0}{4A} \cdot \frac{\sqrt{2}\delta i}{i_{in}} = C \cdot \frac{1}{S} \cdot \frac{\sqrt{2}\delta i}{i_{in}} \quad (3.33)$$

Où $i_{in} = R_s P_{in}$ correspond à la puissance injectée et S à la sensibilité du gyroscope. Le facteur $\sqrt{2}$ vient du fait que l'on utilise la différence de signaux mesurés par deux photodiodes différentes (dans le sens horaire et anti-horaire) pour effectuer la mesure de rotation. Les bruits générés sur les deux photodiodes vont alors s'ajouter de manière quadratique [4].

D'après la section précédente, l'expression de δi est donnée par :

$$\delta i = \sqrt{\left(2qR_s P_{PD} + \frac{4k_B T}{R_{eq}} + R_s P_{PD}^2 \cdot RIN \right) B} \quad (3.34)$$

Ainsi, avec les équations (3.33) et (3.34), on constate que la résolution du gyroscope dépend de la puissance reçue par la photodiode. D'après l'équation (3.28), cette puissance dépend de la puissance injectée P_{in} , mais aussi de la transmission T , et donc de la fréquence de travail, et du couplage de l'anneau. Ainsi, minimiser la résolution $\delta\Omega$ n'est pas strictement équivalent à maximiser la sensibilité S [48], [81]. Cependant, expérimentalement, la puissance P_{PD} peut varier selon la méthode de détection choisie, les fluctuations de températures ou autres sources de dérive de la résonance. Il est donc compliqué d'optimiser le ratio P_{PD}/S , ce qui devrait donc plutôt être fait expérimentalement. On fixe donc ici $P_{PD} = \frac{P_{in}}{C} \cdot \max(T)$ comme étant la puissance maximum reçue par la photodiode, afin de donner une barrière haute de la valeur de résolution atteignable par un gyroscope.

On se propose à présent de calculer la valeur de résolution des gyroscopes all-pass, add-drop et MZI décrits dans les sections (3.2.2),(3.2.3),(3.3.2). On considère le cas idéal où la résolution du gyroscope est limitée par le bruit de grenaille. Ainsi, d'après les équations (3.33) et (3.34), la résolution devient :

$$\delta\Omega = \frac{\sqrt{2}}{S} \cdot \sqrt{\left(\frac{2qBC\max(T)}{R_s P_{in}}\right)} \quad (3.35)$$

Afin de comparer les gyroscopes entre eux, il reste donc à calculer la valeur maximale de la transmission dans chaque cas. Les paramètres utilisés pour le calcul sont les mêmes que dans la section précédente : $\eta = 0.68$, $B = 10$ Hz, et $\lambda_0 = 1.31$ μm . La puissance injectée est telle que $P_{in} = 1$ mW.

Gyroscope all-pass (3.2.2) :

Pour l'anneau all-pass, la valeur de transmission hors résonance est définie par le coefficient de transmission τ et est environ égale à 1 dans le cas d'un couplage faible. Comme le signal en sortie de l'anneau est divisé en deux dans chaque sens afin d'atteindre la photodiode de mesure, on a $\max(T_{AP}) \approx 0.5$ (voir figure 3.7 (b)). Avec l'équation (3.35), et la sensibilité calculée à la section 3.2.2 $S_{AP} = 3.2 \cdot 10^{-6}$ s, on obtient alors une résolution $\delta\Omega_{AP} = 2.4$ °/s.

Gyroscope add-drop (3.2.3) :

Dans le cas du gyroscope add-drop, deux photodiodes de mesure sont utilisées dans chaque direction. A nouveau, les bruits vont s'ajouter quadratiquement. L'expression de la déviation standard du photocourant lié au bruit de grenaille devient alors :

$$\delta i = \sqrt{2qBR_s(P_{PD_1} + P_{PD_2})} \quad (3.36)$$

Où P_{PD_1} et P_{PD_2} représentent les signaux reçus par les deux photodiodes de mesures dans une même direction. Il est alors nécessaire de calculer le maximum de la transmission des signaux reçus par les deux photodiodes : $P_{PD_1} + P_{PD_2} = \frac{P_{in}}{C} \cdot \max(T_{1,AD} + T_{2,AD})$. L'expression de la résolution pour le gyroscope add-drop devient alors :

$$\delta\Omega_{AD} = \frac{\sqrt{2}}{S_{AD}} \cdot \sqrt{\left(\frac{2qBC\max(T_{1,AD} + T_{2,AD})}{R_s P_{in}}\right)} \quad (3.37)$$

Numériquement, on obtient $\max(T_{1,AD} + T_{2,AD}) = 0.5$. Avec la sensibilité $S_{AD} = 3.6 \cdot 10^{-6}$ s calculée à la section 3.2.3, on en déduit : $\delta\Omega_{AP} = 2.1$ °/s.

Gyroscope MZI (3.3.2) :

Comme pour le add-drop, dans le cas du gyroscope MZI, deux photodiodes de mesures sont utilisées dans chaque sens. On peut alors écrire la résolution associée comme :

$$\delta\Omega_{MZI} = \frac{\sqrt{2}}{S_{MZI}} \cdot \sqrt{\left(\frac{2qBC\max(T_{1,MZI} + T_{2,MZI})}{R_s P_{in}}\right)} \quad (3.38)$$

Numériquement, pour le déphasage optimal $\Delta\Phi = \pm 0.4\pi$, on obtient $\max(T_{1,MZI} + T_{2,MZI}) = 0.85$. Pour une sensibilité $S_{MZI} = 6.4 \cdot 10^{-6}$ s, on en déduit la résolution : $\delta\Omega_{MZI} = 1.6^\circ/\text{s}$, ce qui confirme que le design basé sur le MZI est plus performant.

3.5 Sources de bruit sur l'anneau résonant

Idéalement, toutes les sources de bruit sur le gyroscope doivent être minimisées pour travailler avec une résolution limitée par le bruit de grenaille [82]. Cependant, en plus des sources de bruits présentes sur les photodiodes, la source laser et l'électronique permettant la détection, il existe également des sources de bruit sur l'anneau résonant lui-même, détaillées dans cette section.

3.5.1 Bruit de rétrodiffusion

Une première source de bruit possible dans l'anneau est le bruit de rétrodiffusion, causé par la diffusion du signal par les irrégularités de surface des guides d'onde, ou les variations locales de l'indice de réfraction (diffusion Rayleigh). Ces inhomogénéités créent des interférences, convertissant le bruit de phase du laser en bruit d'amplitude. De plus, la rétrodiffusion est à l'origine de ce qu'on appelle la "zone aveugle" (en anglais "dead band") du gyroscope. La lumière rétrodiffusée se retrouve guidée dans l'autre sens de la cavité. Ainsi, le signal se propageant dans le sens horaire (respectivement anti-horaire) aura une composante réfléchi dans le sens anti-horaire (respectivement horaire). Comme la lumière est envoyée dans les deux sens de circulation pour faire une mesure différentielle, cette composante réfléchi va se coupler avec le signal envoyé dans le sens opposé. Ce phénomène va créer un effet de verouillage ("lock-in" en anglais) : sur une plage de faibles vitesses de rotation (la zone aveugle), la différence de fréquence de résonance entre le sens horaire et le sens anti-horaire sera nulle. La sortie du gyroscope est alors nulle, malgré une vitesse de rotation non nulle en consigne [4]. Comme expliqué au Chapitre 2, ce bruit peut être réduit efficacement en modulant les deux signaux contrarotatifs à des fréquences différentes, de manière à supprimer la porteuse du signal. De cette manière, les ondes circulant dans les deux sens n'ont plus la même fréquence, et leurs battements peuvent être filtrés avec un filtre passe-bas lors de la démodulation. Plus le niveau de suppression de la porteuse augmente, et plus l'effet sera réduit [4], [83].

3.5.2 Bruit de polarisation

Une autre source de bruit sur les anneaux résonant est le bruit de polarisation. La lumière injectée dans l'anneau a une polarisation rectiligne, qui peut être soit transverse électrique (TE) soit transverse magnétique (TM). En circulant dans l'anneau, une fraction de la polarisation principale va se coupler sur le second mode de polarisation. Cet effet va créer un pic de résonance parasite, car les deux modes de polarisation n'ont pas le même indice effectif. Si les deux fréquences de résonance sont proches, ce pic va déformer la résonance principale, induisant un biais sur la sortie du gyroscope. Les fluctuations de température font varier l'écart entre la position des deux pics de résonance, et ce biais n'est donc pas constant. Ce bruit peut être réduit

en contrôlant la température de manière à ce que le pic parasite soit au milieu du FSR du mode principal, et en stabilisant le gyroscope en température de manière à en limiter la dérive [4], [84]. Il est d'autre part nécessaire de travailler à polarisation fixe, TE ou TM, afin de minimiser l'amplitude du pic de résonance parasite ; c'est pourquoi un contrôleur de polarisation ainsi qu'un polariseur rectiligne sont utilisés sur le banc de caractérisation de l'INL (voir section 6.2).

3.5.3 Effet Kerr

Enfin, une troisième source de bruit problématique pour les gyroscopes résonants est l'effet Kerr. Cet effet cause une variation non linéaire de l'indice de réfraction du guide d'onde constituant l'anneau avec la puissance optique. Ainsi, une variation de puissance va entraîner une dérive de la fréquence de résonance dans les deux sens de circulation. Puisque la rotation est détectée par une mesure différentielle, cet effet ne serait pas un problème si la puissance circulant dans les deux sens était rigoureusement identique. En pratique, cependant, les variations technologiques lors de la fabrication du gyroscope entraînent une différence entre la puissance transmise dans chaque bras, créant un biais non constant en sortie. L'erreur $\delta\Omega_{Kerr}$ sur la mesure de rotation sera alors :

$$\delta\Omega_{Kerr} = \frac{Ln_{eff}\lambda}{4A} \cdot \delta\nu_{Kerr} = \frac{Lcn_2}{4A\sigma} \cdot \Delta P \quad (3.39)$$

Où L est le périmètre de l'anneau, A son aire, n_{eff} l'indice effectif du guide d'onde, $\delta\nu_{Kerr}$ est le décalage en fréquence dû à l'effet Kerr, n_2 l'indice effectif non linéaire du guide d'onde, σ l'aire effective du mode guidé, et ΔP la différence de puissance entre les deux bras du gyroscope [4].

D'après l'équation (3.39), l'erreur liée à l'effet Kerr augmente lorsque la puissance optique injectée dans l'anneau augmente. En parallèle, le bruit de grenaille augmente lorsque la puissance de travail diminue, ce qui rend l'effet Kerr particulièrement problématique. Dans le cas des gyroscopes interférométriques, cet effet peut être réduit en utilisant une source à large bande, mais ce n'est pas le cas des gyroscopes résonants, car plus la finesse de l'anneau augmente et plus la largeur spectrale de la source utilisée doit être faible. La résolution du gyroscope va donc être limitée par la précision avec laquelle on peut contrôler ΔP . A titre d'exemple, pour un guide d'onde en SiN tel que $n_2 = 3.4 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$, $\alpha = 0.32 \text{ dB/m}$, et $\sigma = 33 \text{ }\mu\text{m}^2$, pour un écart relatif de puissance de 1% entre les deux signaux contrarotatifs, le diamètre du gyroscope doit être d'au moins 6 cm pour atteindre les performances tactiques (ARW inférieur à $6^\circ/\text{h}/\sqrt{\text{Hz}}$, dérive de biais inférieure à $1^\circ/\text{h}$) [85].

3.6 Gyroscopes optiques intégrés actifs

On s'est intéressés jusqu'ici à l'intégration de gyroscopes optiques basés sur des guides d'ondes passifs. Il est également possible d'envisager l'intégration d'anneaux actifs. Dans ce cas, l'anneau résonant sera constitué de guides d'ondes dotés d'un milieu amplificateur, permettant l'émission d'un rayonnement laser comme dans les gyrolasers présentés au Chapitre 2. On peut aussi travailler sous le seuil laser et améliorer les performances d'un gyroscope résonant en compensant partiellement ses pertes optiques. Les avantages et inconvénients de ces deux configurations ainsi que les structures proposées dans la littérature sont présentés dans cette section.

3.6.1 Gyrolaser intégré

3.6.1.1 Principe de fonctionnement et limitations

Les anneaux laser (en anglais "ring laser") ont été largement étudiés ces dernières années pour leurs applications dans les télécommunications ou le traitement du signal, et constituent un élément essentiel pour l'intégration de gyrolasers. Le milieu actif peut être pompé soit optiquement, soit électriquement. Dans le cas du pompage optique, une large gamme de matériaux peuvent être utilisés, tels que le silicium, le phosphore d'indium, le niobate de lithium dopé erbium [82], ou encore différents oxydes fonctionnels dopés erbium (alumine dopée erbium dans [86]). Dans le cas du pompage électrique, seuls des matériaux semis-conducteurs (typiquement III-V) peuvent être utilisés. On parle alors d'anneaux lasers à semiconducteurs (en anglais "semiconductor ring laser", ou "SRL"). Le fonctionnement d'un gyrolaser intégré est similaire à celui des gyrolasers décrits à la section 2.3.2. La cavité optique n'est alors plus constituée de miroirs, mais d'un anneau résonant. Deux modes laser sont excités, l'un dans le sens horaire et l'autre dans le sens anti-horaire, et leur fréquence en rotation est modifiée par l'effet Sagnac selon l'équation (3.18). Ce décalage est alors mesuré par méthode interférométrique [82].

La principale limitation des gyrolasers est l'effet de verrouillage, aussi appelé "lock-in effect" en anglais. Ce phénomène, décrit à la section 3.5.1, implique l'existence d'une plage de vitesses de rotations pour lesquelles la sortie du gyroscope sera nulle, malgré une vitesse de rotation non-nulle [82]. L'effet lock-in est principalement causé par la rétrodiffusion des ondes se propageant dans le sens horaire et anti-horaire, notée E_+ et E_- . La différence de phase entre les deux ondes est notée Ψ . En l'absence de réflexions au sein de la cavité, ce déphasage varie proportionnellement à la vitesse angulaire Ω avec le temps, du fait de l'effet Sagnac (voir (3.18)) :

$$\frac{d\Psi}{dt} = 2\pi \frac{4A}{n_{\text{eff}}L\lambda} \Omega \quad (3.40)$$

En pratique, une fraction de l'onde E_+ va être réfléchiée dans le sens de circulation de l'onde E_- , et inversement, comme le montre la figure 3.15 (a). La phase résultante va donc être modifiée. [87] On peut montrer que l'équation (3.40) devient [88] :

$$\frac{d\Psi}{dt} = 2\pi \frac{4A}{n_{\text{eff}}L\lambda} \Omega - b \cdot \sin(\Psi) \quad (3.41)$$

Où b est le coefficient de rétrodiffusion. Lorsque $2\pi \frac{4A}{n_{\text{eff}}L\lambda} \Omega \leq b$, l'équation (3.41) présente une solution stationnaire stable : la différence de fréquence entre les ondes circulant dans le sens horaire et anti-horaire devient nulle. Il existe donc une vitesse angulaire critique telle que la sortie du gyroscope sera nulle sur la plage $[-\Omega_L, +\Omega_L]$ (figure 3.15 (b)).

Dans le cas d'un gyrolaser à semi-conducteurs, cet effet est particulièrement important. A titre d'exemple, dans le cas d'un gyrolaser à semis-conducteurs en GaAs/AlGaAs de rayon $R = 1.5$ mm et une longueur d'onde $\lambda = 845$ nm, une vitesse de rotation critique $\Omega_L = 10^8$ /h a été calculée, ce qui rendrait le dispositif inutilisable en pratique. Cette valeur particulièrement élevée s'explique par un fort changement d'indice de réfraction du milieu amplificateur lorsque l'inversion de population est réalisée, ce qui crée un réseau de diffraction entraînant la rétrodiffusion à l'origine de l'effet lock-in [89].

L'effet lock-in n'est pas le propre des gyrolasers : il existe également dans le cas de gyroscopes résonants passifs. Néanmoins, dans le cas d'un gyrolaser il n'est pas possible de réaliser la modulation de phase des signaux à des fréquences différentes afin de s'en affranchir, comme

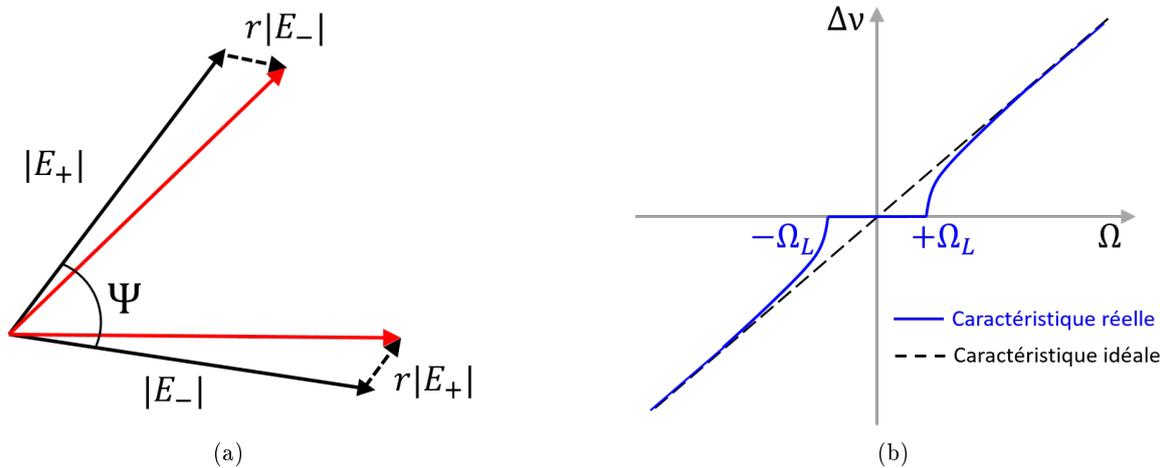


FIGURE 3.15 – (a) Diagramme phase-vecteur représentant l'effet de la rétrodiffusion sur deux ondes E_+ et E_- circulant en sens opposé dans un anneau résonant (r : fraction de l'onde réfléchi). (b) Réponses idéales et perturbées par l'effet lock-in d'un gyrolaser en fonction de la vitesse angulaire.

expliqué à la section 3.5.1 [90]. Pour pallier ce problème, un biais sur la différence de fréquence du gyrolaser est généré afin de se placer hors de la plage $[-\Omega_L, +\Omega_L]$. Dans la majorité des cas, c'est un biais mécanique qui est utilisé : une oscillation est appliquée sur le gyrolaser de sorte à ce qu'il tourne alternativement dans un sens et dans l'autre. Dans le cas d'un dispositif intégré, cette solution n'est pas applicable, rendant l'intégration des gyrolasers compliquée.

3.6.1.2 Etat de l'art

En raison des difficultés expliquées à la section précédente, les gyrolasers intégrés ne sont à ce jour pas une technologie mature [5]. Néanmoins, deux configurations prometteuses pour la miniaturisation de gyroscopes actifs seront décrites ici : les anneaux laser à diffusion Brillouin stimulée et les gyroscopes PT-symétriques.

Gyrolaser à diffusion Brillouin stimulée

Les lasers à diffusion Brillouin stimulée (en anglais "Scattered Brillouin Lasers", noté SBL) sont basés sur l'interaction entre la lumière et les ondes acoustiques : un photon incident (la pompe du laser) est converti en un photon de plus faible énergie avec émission d'un phonon. Un effet laser est alors obtenu en faisant coïncider le FSR d'un anneau résonant avec la fréquence des photons générés par ce processus. Ce type de laser a l'avantage de ne pas nécessiter de dopants, présente une émission très cohérente avec une largeur de raie pouvant être inférieure au kilohertz, et un faible bruit d'intensité relative (RIN) [91]. Un gyroscope monolithique exploitant ce processus avec un microdisque en silice (diamètre 3.6 cm, facteur de qualité de 10 millions) a été réalisé dans [92] (voir figure 3.16 (a)). La fréquence de la pompe dans les deux sens de circulation peut être ajustée au moyen de modulateurs acousto-optiques. Afin d'éviter l'effet lock-in, les auteurs n'ont pas utilisé un biais mécanique, mais ont maintenu un écart suffisamment important entre les fréquences des deux pompes contrarotatives pour opérer hors de la zone aveugle du gyroscope. Ce gyroscope miniature a permis la mesure de la rotation de la Terre ($15^\circ/\text{h}$). Bien qu'il ne soit pas prêt pour la commercialisation, des anneaux lasers à diffusion Brillouin intégrés en SiN à ultra-faibles pertes ont également été fabriqués (voir par exemple [91]), démontrant le potentiel d'une telle structure.

Gyroscope PT-symétrique

De manière générale, les systèmes optiques à symétrie temps-parité (en anglais "parity-time-symmetric", ou "PT-symmetric") sont des systèmes vérifiant la condition $n(x, y, z) = \bar{n}(-x, -y, -z)$,

où n est l'indice de réfraction complexe et (x, y, z) sont les axes principaux du dispositif. Ce type de structure peut être utilisé pour augmenter la sensibilité des gyroscopes [93]. Un laser PT-symétrique peut être réalisé en couplant deux anneaux présentant un niveau de gain différent (ou bien un anneau à gain et un anneau passif, comme le montre la figure figure 3.16 (b)). Ces anneaux doivent avoir la même fréquence de résonance, notée ω_0 . Ce système possède deux valeurs propres (correspondant à deux fréquences de résonance) associées à deux vecteurs propres distincts. Cependant, il existe une condition particulière de couplage entre les anneaux (appelée "point exceptionnel") pour laquelle les deux vecteurs propres deviennent parallèles, et le système ne pourra laser qu'à la fréquence ω_0 . Un gyroscope basé sur cette configuration sera alors particulièrement sensible aux perturbations appliquées sur les anneaux. En rotation à la vitesse Ω , l'effet Sagnac va en effet décaler la fréquence de chaque anneau selon une valeur $\pm\delta\omega$, modifiant ainsi l'état du système, qui présentera à nouveau deux résonances différentes. On peut montrer que l'écart entre ces résonances varie selon $\sqrt{\delta\omega}$, et donc selon $\sqrt{\Omega}$. Cet aspect est particulièrement intéressant, car pour de faibles vitesses de rotation, $\sqrt{\Omega}$ varie beaucoup plus vite que Ω , augmentant potentiellement la sensibilité du gyroscope par rapport à un anneau seul de manière significative [48], [93]. La dépendance en $\sqrt{\Omega}$ de la différence de fréquence des résonances a récemment été expérimentalement démontrée en utilisant deux anneaux lasers à diffusion Brillouin [94].

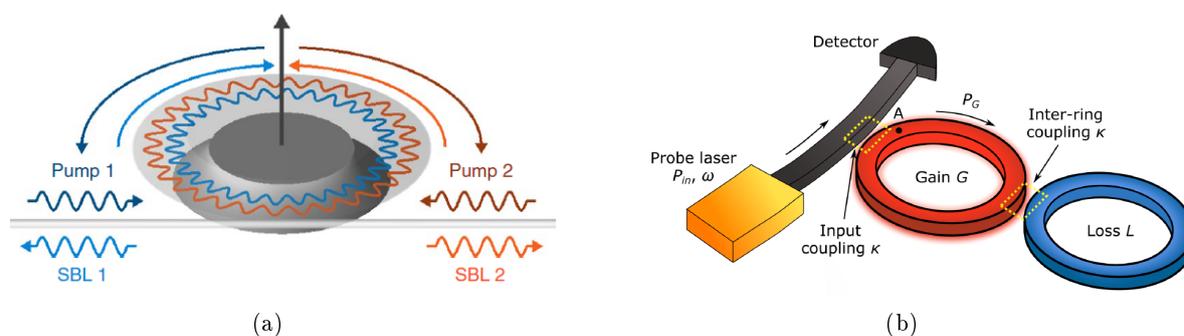


FIGURE 3.16 – (a) Schéma d'un anneau laser à diffusion Brillouin stimulée (SBL) - extrait de [92]. (b) Schéma d'un gyroscope PT-symétrique basé sur un anneau à gain couplé à un anneau à pertes - extrait de [93].

3.6.2 Gyroscope résonant avec compensation des pertes optiques

Nous avons vu que l'intégration d'un gyrolaser était complexe, et ne représentait donc pas à ce jour une technologie mature. Néanmoins, il est possible d'exploiter les anneaux actifs d'une autre manière : en amplifiant le signal tout en restant sous le seuil laser, on peut réduire les pertes effectives de la lumière dans l'anneau, et ainsi améliorer la sensibilité du gyroscope. Cette section vise à détailler le principe de fonctionnement d'un tel dispositif, puis d'évaluer son intérêt par rapport à un anneau passif.

3.6.2.1 Principe de fonctionnement

Pompage optique

Le pompage optique vise à exciter les dopants du milieu amplificateur à un niveau d'énergie supérieur en envoyant une onde (appelée pompe) d'énergie $h\nu_p$, où h est la constante de Planck et ν_p la fréquence de l'onde. Ces dopants vont alors se désexciter au bout d'un certain temps, en émettant un photon d'énergie inférieure à $h\nu_p$: c'est le phénomène d'émission spontanée. En envoyant une onde d'énergie $h\nu_s$ telle que $h\nu_s < h\nu_p$ (appelée signal), on peut aussi "forcer" les

dopants à émettre un photon à la fréquence ν_s , si celle-ci correspond à l'un des niveaux d'énergie des dopants. C'est le principe de l'émission stimulée.

Ainsi, il est possible d'exploiter ce processus afin de réduire les pertes de propagation dans un anneau résonant. Le guide d'onde peut soit être fabriqué directement à partir d'un matériau actif (matériau semi-conducteur de type silicium ou III-V, oxyde fonctionnel dopé avec une terre rare...), soit être encapsulé par un tel matériau. Une troisième possibilité, que nous présenterons au Chapitre 4, consiste à utiliser un guide d'onde à fente, ou guide d'onde "slot".

La figure 3.17 (a) donne un exemple d'anneau avec compensation des pertes. Le signal (longueur d'onde λ_s) et la pompe (longueur d'onde λ_p) sont couplés à l'anneau par deux guides d'onde droits différents, afin de pouvoir contrôler leurs coefficients de couplages respectifs (noté κ_s et κ_p). Afin d'obtenir une finesse élevée, le coefficient $\kappa_s(\lambda_s)$ doit être faible. En effet, pour un anneau avec de faibles pertes, la finesse est inversement proportionnelle au carré du coefficient de couplage (voir section 3.2.1). Les coefficients $\kappa_s(\lambda_p)$ et $\kappa_p(\lambda_s)$ doivent également être faibles afin d'éviter de perdre la pompe dans le bras du signal et inversement. En revanche, $\kappa_p(\lambda_p)$ doit être le plus élevé possible [95]. La figure 3.17 (b) donne un exemple d'évolution de la résonance en fonction des pertes pour un anneau de rayon 0.5 cm et de coefficient de couplage $\kappa^2 = 2.5\%$ à la longueur d'onde $\lambda = 1540$ nm. Cette longueur d'onde est choisie ici car, comme nous le verrons au Chapitre 4, elle correspond à la longueur d'onde amplifiée par les guides d'onde dopés à l'erbium. Plus les pertes sont réduites grâce au pompage optique et plus la résonance s'affine, augmentant potentiellement la sensibilité d'un gyroscope.

Il est important de noter que, pour une puissance de pompe donnée, le milieu amplificateur ne peut pas maintenir un gain élevé quel que soit le signal injecté. Lorsque la puissance du signal devient trop élevée, le gain obtenu diminue : c'est le phénomène de saturation. Or, la puissance du signal dans l'anneau à la résonance est inversement proportionnelle au carré du coefficient de couplage. Ainsi, plus on augmente la finesse de l'anneau, plus la puissance de pompe nécessaire est élevée. Soit \mathcal{F}_{off} la finesse de l'anneau à la longueur d'onde du signal λ_s en l'absence de gain, et \mathcal{F}_{on} la finesse lorsque le signal est amplifié. Dans le cas d'un milieu amplificateur à deux niveaux d'énergie, on peut montrer (voir [95]) que pour une puissance de signal injectée P_{in} , la puissance de pompe P_p minimum pour éviter la saturation du gain vaut :

$$P_p = 4 \frac{\lambda_s}{\lambda_p} \frac{\mathcal{F}_{\text{on}}}{\mathcal{F}_{\text{off}}} P_{in} \quad (3.42)$$

Une configuration d'anneau résonant avec compensation des pertes pour application aux gyroscopes a été proposé dans [95]. La configuration de l'anneau est semblable à celle présentée à la figure 3.17 (a). L'anneau a un périmètre total de 5.6 cm et est constitué de verre dopé neodyme, tel que $\lambda_s = 1060$ nm et $\lambda_p = 830$ nm. Les pertes effectives de l'anneau passent de 0.45 dB/cm en l'absence de pompage, à 0.013 dB/cm pour une puissance de signal détectée de 1.7 μW et une puissance de pompe de consigne 150 mW, affinant ainsi la résonance, et montrant le potentiel d'un tel dispositif pour l'intégration de gyroscopes résonants.

Pompage électrique

On peut également réduire les pertes effective d'un anneau à semi-conducteurs en utilisant un pompage électrique. Ce dernier consiste à faire circuler un courant électrique dans une jonction PN afin de placer les électrons des dopants dans un état excité. Ces électrons émettent alors un photon en se recombinant avec les trous. Ce type de pompage n'est possible que pour les amplificateurs optiques à semi-conducteurs (SOA). Des SOA peuvent être placés sur une section de l'anneau pour en compenser les pertes, comme proposé dans [96].

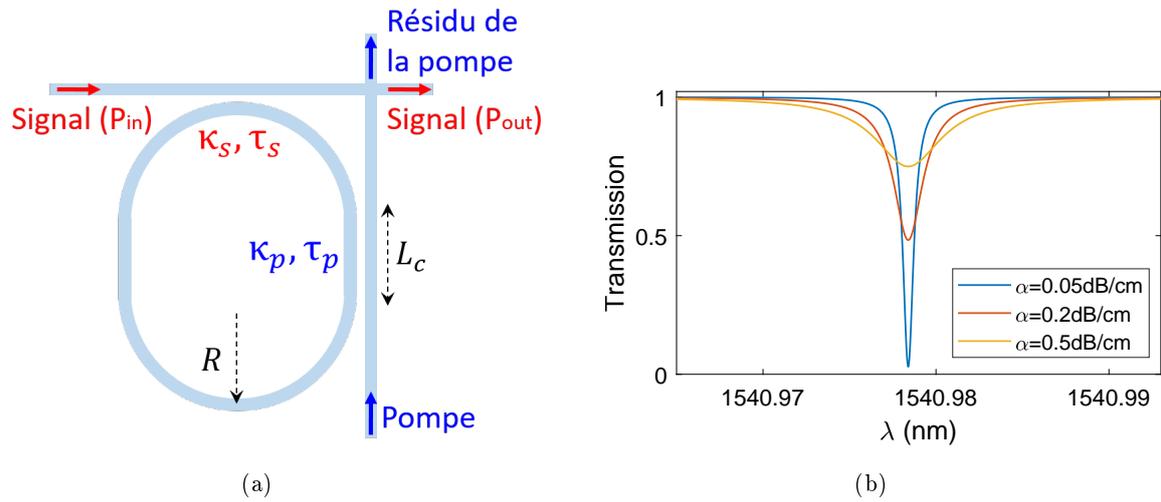


FIGURE 3.17 – (a) Schéma d'un anneau résonant pompé optiquement afin de réduire les pertes de propagation. La pompe est couplée d'un guide d'onde droit vers l'anneau via un coupleur directionnel de coefficients de couplage et transmission κ_p, τ_p . Le signal est couplé depuis un second guide d'onde droit de coefficients κ_s, τ_s . (b) Transmission d'un anneau résonant circulaire de rayon $R=0.5$ cm et de coefficient de couplage $\kappa^2 = 2.5\%$ à la longueur d'onde $\lambda = 1540$ nm pour différents niveaux de pertes de propagation α .

3.6.2.2 Emission spontanée amplifiée et calcul de résolution

L'amplification optique permet d'augmenter la finesse des anneaux résonants, et peut donc améliorer la sensibilité des gyroscopes optiques. Cependant, tous les amplificateurs optiques introduisent du bruit supplémentaire par rapport à un dispositif passif. En effet, des photons sont constamment émis de manière aléatoire par émission spontanée, qui vont être amplifiés en même temps que le signal : c'est l'émission spontanée amplifiée (ASE). Ce bruit va se retrouver sur le détecteur, mais va également perturber la phase de la lumière dans l'anneau. Il est alors nécessaire d'en étudier l'impact afin de savoir si l'amplification optique améliore effectivement la résolution d'un gyroscope par rapport à un dispositif passif. On se propose ici de quantifier l'impact sur la résolution de l'ASE au niveau du détecteur, puis au niveau de l'anneau résonant.

Bruit ASE sur le détecteur [97]

Lorsque le signal est amplifié, le bruit l'est également, dégradant le rapport signal à bruit au niveau du photodétecteur. En particulier, l'émission spontanée interagit de manière cohérente avec le signal amplifié, ajoutant une incertitude sur le photocourant. La densité spectrale de l'émission spontanée est quasi constante (bruit blanc) et est donnée par [97]:

$$S_{sp}(\nu) = (G - 1)n_{sp}h\nu \quad (3.43)$$

Où G est le gain du signal de fréquence ν et n_{sp} est le facteur d'inversion de population : $n_{sp} = 1$ dans le cas idéal où l'inversion de population est totale lorsque le système est pompé, et $n_{sp} > 1$ dans le cas réel. Dans le cas d'un système à deux niveaux, N_1 représentant le niveau fondamental et N_2 le niveau excité, on a $n_{sp} = N_2/(N_2 - N_1)$. La déviation standard du photocourant associée à l'ASE est alors :

$$\sigma_{sp}^2 \approx 4R_s^2 G P_{in} S_{sp} B \quad (3.44)$$

Où R_s est la responsivité de la photodiode et B la bande passante. En terme de signal à bruit, dans le cas où le gain est important ($G \gg 1$) on a alors :

$$\frac{i_{in}}{\delta i} = \frac{R_s G P_{in}}{\sqrt{\sigma_{sp}^2}} \approx \sqrt{\frac{G P_{in}}{4 S_{sp} B}} \quad (3.45)$$

En comparaison, dans le cas d'un dispositif passif où le bruit dominant est le bruit de grenaille, le rapport signal à bruit vaut :

$$\frac{i_{in}}{\delta i} = \frac{R_s P_{in}}{\sqrt{\sigma_{SN}^2}} \approx \sqrt{\frac{\eta P_{in}}{2 h \nu B}} \quad (3.46)$$

Ainsi, en faisant le ratio de l'équation (3.45) et de l'équation (3.44) et en supposant $G \gg 1$, on constate que le rapport $i_{in}/\delta i$ est dégradé d'un facteur $\sqrt{2\eta n_{sp}}$ lorsque le signal est amplifié. Dans le cas idéal où $\eta = 1$ et $n_{sp} = 1$, la dégradation est d'un facteur $\sqrt{2}$ au moins. En pratique, $n_{sp} \neq 1$ et ce ratio peut atteindre 2 [97]. Néanmoins, cette dégradation reste négligeable face à l'augmentation de sensibilité apportée par l'augmentation de la pente de la résonance. En réalité, comme nous allons le voir au paragraphe suivant, c'est le bruit que cause l'ASE sur l'anneau qui va être limitant.

Bruit ASE sur l'anneau [95]

Contrairement à l'émission stimulée, l'émission spontanée amplifiée génère des photons dont la phase est aléatoire et peut prendre n'importe quelle valeur dans l'intervalle $[0, 2\pi]$. Soit $\langle n \rangle$ le nombre de photons moyen dans l'anneau : la norme du champ électrique est alors proportionnelle à $\sqrt{\langle n \rangle}$. A nouveau, on peut représenter le champ électrique dans l'anneau par un diagramme phase-vecteur comme sur la figure 3.18. Un photon généré par émission spontanée par un atome du milieu amplificateur va rajouter une composante de norme 1 et d'angle $\beta \in [0, 2\pi]$ à la phase du signal circulant dans l'anneau. La phase résultante du signal sera alors modifiée d'une valeur $\delta\phi_{1,ASE}$ donnée par, en supposant $\langle n \rangle$ très grand devant 1 :

$$\delta\phi_{1,ASE} \approx \frac{1 \cdot \cos(\beta)}{\sqrt{\langle n \rangle}} \quad (3.47)$$

En moyenne, on a donc $\langle \delta\phi_{1,ASE}^2 \rangle = \frac{1}{2 \langle n \rangle}$. Après un temps d'intégration τ , M photons auront été émis indépendamment. La variation de phase totale du signal causée par l'émission spontanée $\delta\phi_{ASE}$ sera alors :

$$\langle \delta\phi_{ASE}(\tau)^2 \rangle = \frac{M(\tau)}{2 \langle n \rangle} \quad (3.48)$$

Cette variation de phase va entraîner une variation de la fréquence de résonance dans les sens horaire et anti-horaire, notée $\delta\nu_+$ et $\delta\nu_-$: $\langle \delta\nu_+^2 \rangle = \langle \delta\nu_-^2 \rangle = \langle \delta\phi_{ASE}(\tau)^2 \rangle / (2\pi\tau)^2$.

Ainsi, les bruits s'ajoutant de manière quadratique, l'incertitude sur mesure de la différence des fréquences de résonance $\Delta\nu = \nu_+ - \nu_-$ est donnée par :

$$\delta(\Delta\nu) = \sqrt{\langle \delta\nu_+^2 \rangle + \langle \delta\nu_-^2 \rangle} = \frac{\sqrt{2 \langle \delta\phi_{ASE}(\tau)^2 \rangle}}{2\pi\tau} \quad (3.49)$$

Et la limite de la résolution $\delta\Omega_{ASE}$ est alors donnée par :

$$\delta\Omega_{ASE} = \frac{4A}{n_{eff} L \lambda_s} \delta(\Delta\nu) = \frac{4A}{n_{eff} L \lambda_s} \cdot \frac{\sqrt{2 \langle \delta\phi_{ASE}(\tau)^2 \rangle}}{\sqrt{2\pi\tau}} \quad (3.50)$$

Le calcul de $\delta\phi_{\text{ASE}}$ a été développé dans [95] en faisant plusieurs hypothèses : le système amplificateur étudié est un système à deux niveaux, l'inversion de population est complète, la transition atomique entre les deux niveaux est homogène et centrée en λ_s .

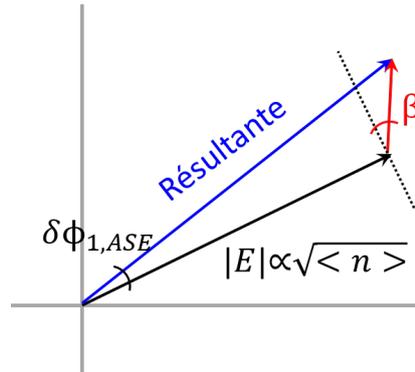


FIGURE 3.18 – Diagramme phase-vecteur du signal circulant dans l'anneau (en noir) perturbé par la contribution d'un photon généré par émission spontanée (en rouge). La phase résultante est montrée en bleu.

La résolution limitée par l'ASE est alors donnée par :

$$\delta\Omega_{\text{ASE}} = \left(\frac{\lambda_s c}{4A} \right) \cdot \sqrt{\frac{h\nu_s}{\tau \mathcal{F}_{\text{off}} \mathcal{F}_{\text{on}} P_{\text{in}}}} \quad (3.51)$$

Où $\nu_s = c/\lambda_s$.

A titre comparatif, les auteurs de [95] donnent la résolution limitée par le bruit de grenaille (shot noise) en l'absence de gain par :

$$\delta\Omega_{\text{SN}} = \left(\frac{\lambda_s c}{4A} \right) \cdot \frac{1}{\mathcal{F}_{\text{off}}} \sqrt{\frac{2h\nu_s}{\tau \eta P_{\text{in}}}} \quad (3.52)$$

Cette formule est en fait une approximation de la formule (3.35), qui permet une estimation de la résolution lorsque l'on mesure la finesse (ou le facteur de qualité) expérimentalement (voir [80]), et que l'on utilisera ici afin de simplifier la comparaison. La figure 3.19 trace la résolution du gyroscope basée sur un anneau passif et limité par le bruit de grenaille en fonction des pertes de propagation α (équation (3.52)), et la résolution d'un anneau avec pompage optique limité par l'ASE en fonction de α (qui correspond donc aux pertes effectives, équation (3.51)). Dans le cas de l'anneau actif, deux cas sont étudiés : celui où les pertes intrinsèques (en l'absence de gain) valent $\alpha_{\text{intr}} = 1$ dB/cm, et celui où $\alpha_{\text{intr}} = 0.1$ dB/cm. Les paramètres utilisés pour les anneaux et photodiodes sont les suivants : $R = 0.5$ cm, $\lambda = 1540$ nm, $P_{\text{in}} = 10$ μW , $\eta = 0.68$, $\tau = 1/(2B)$ avec $B = 10$ Hz. On constate que l'amplification optique permet effectivement d'améliorer la résolution des gyroscopes résonants. Sur l'exemple proposé par la figure 3.19, on observe que la résolution d'un gyroscope passif ayant des pertes de 1 dB/cm et limité par le bruit de grenaille possède une résolution de $17^\circ/\text{s}$ (courbe bleue). Ce même gyroscope, s'il est actif, sera limité par l'ASE. Une réduction de ses pertes de 1 dB/cm à 0.1 dB/cm permettra d'atteindre une résolution de $3^\circ/\text{s}$ (courbe rouge). De même, un gyroscope passif dont les pertes sont de 0.1 dB/cm aura une résolution limitée par le bruit de grenaille de $1.7^\circ/\text{s}$. Un gyroscope actif dont les pertes sont réduites de 0.1 dB/cm à 0.01 dB/cm aura une résolution limitée par l'ASE de $0.3^\circ/\text{s}$ (courbe jaune). Ainsi, réduire les pertes d'un facteur 10 permet de gagner un facteur ≈ 5.6 sur la résolution.

Néanmoins, d'après les équations (3.51) et (3.52), l'amélioration de la résolution par amplification optique varie en $\sqrt{\mathcal{F}_{\text{off}}/\mathcal{F}_{\text{on}}}$, et non proportionnellement à $\mathcal{F}_{\text{off}}/\mathcal{F}_{\text{on}}$, à cause du bruit

rajouté par l'ASE. En outre, plus les pertes intrinsèques de l'anneau seront faibles, et plus il sera aisé d'atteindre de faibles valeurs de résolutions grâce à l'amplification. L'amplification optique reste cependant moins efficace que l'utilisation de guides d'ondes passifs à ultra-faibles pertes, car le bruit de grenaille est inférieur à celui généré par l'ASE. Elle a cependant l'avantage de pouvoir rester compatible avec le procédé CMOS selon la technologie utilisée.

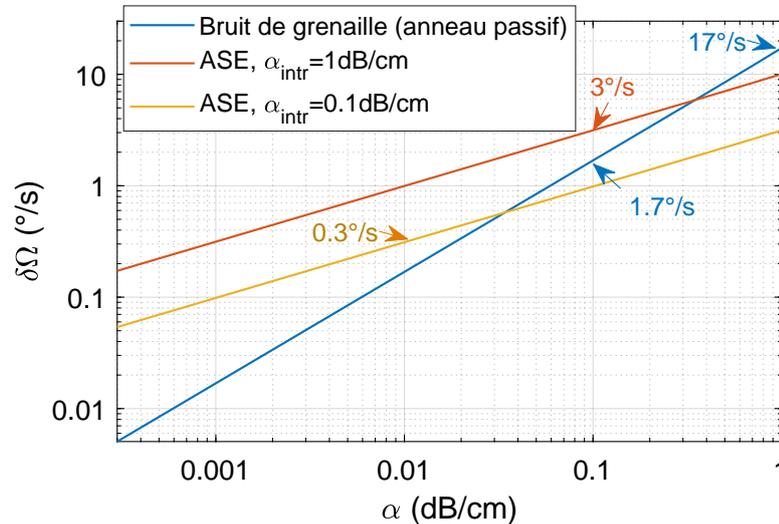


FIGURE 3.19 – Résolution d'un gyroscope résonant en fonction des pertes de propagation. En bleu : cas d'un anneau passif limité par le bruit de grenaille. En rouge : cas d'un anneau actif ayant des pertes intrinsèques de 1 dB/cm et limité par l'ASE. En jaune : anneau actif ayant des pertes intrinsèques de 0.1 dB/cm et limité par l'ASE.

3.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés aux possibilités et difficultés quant à l'intégration des différents types de gyroscopes optiques (interférométrique, résonant et gyrolaser), et nous avons dressé un état de l'art pour chaque cas de figure. L'intégration des gyroscopes optiques est principalement rendue difficile par la faible taille requise et les pertes élevées des guides d'onde par rapport aux fibres classiques, dégradant la résolution. Dans le cas du gyroscope interférométrique intégré, des pertes liées aux croisements des guides se rajoutent. Des premiers prototypes ont cependant été réalisés expérimentalement, démontrant une stabilité de biais de l'ordre de la dizaine de degrés par heure. Dans le cas du gyroscope résonant, les efforts se sont tournés vers la fabrication d'anneaux à fort facteur de qualité, afin d'augmenter la pente de la résonance, et donc la sensibilité du gyroscope. Une dérive de biais de l'ordre de $10^\circ/\text{h}$ a également été obtenue.

Dans les deux cas, cependant, les technologies utilisées pour la fabrication des guides d'onde ne sont pas compatibles avec le procédé industriel CMOS, qui implique de travailler à faible température. Nous avons donc également étudié les moyens d'améliorer la sensibilité des gyroscopes résonants en en changeant la configuration. Trois configurations ont été proposées, basées sur un anneau en configuration all-pass, add-drop, ou couplé à un interféromètre de Mach-Zehnder (MZI), cette dernière permettant d'obtenir des résonances de Fano et de collecter davantage de signal. Les performances des trois configurations ont été comparées en utilisant les paramètres utilisés sur le masque Actarus présenté au Chapitre 4. Les sources de bruits sur les gyroscopes résonants passifs ont été détaillées, et un calcul de résolution a également été proposé pour cha-

cune des configurations. Les résultats sont résumés dans le tableau 3.2 et montrent l'intérêt de coupler l'anneau à un MZI pour améliorer les performances d'un gyroscope résonant.

Enfin, nous nous sommes intéressés à l'intégration de gyroscopes actifs. Si la miniaturisation des gyrolasers est rendue compliquée par l'effet "lock-in", qui crée une zone aveugle sur la sortie du gyroscope, l'utilisation de l'amplification optique pour réduire les pertes effectives des anneaux est prometteuse. Une estimation de la résolution dans ce dernier cas est donnée, et comparée avec celle d'un anneau passif, montrant l'intérêt d'une telle structure pour améliorer la résolution des gyroscopes résonants.

Dans le cadre de cette thèse, nous nous sommes donc concentrés sur la réalisation expérimentale d'un gyroscope résonant basé sur un anneau couplé à un MZI, et sur le développement de guides d'onde permettant la compensation des pertes par pompage optique. Le Chapitre 4 détaille la conception de ces dispositifs.

Configuration du gyroscope	All-pass	Add-drop	MZI
Sensibilité	$S = 3.2 \cdot 10^{-6} \text{s}$	$S = 3.6 \cdot 10^{-6} \text{s}$	$S = 6.4 \cdot 10^{-6} \text{s}$
Résolution	$2.4^\circ/\text{s}$	$2.1^\circ/\text{s}$	$1.6^\circ/\text{s}$

TABLE 3.2 – Comparaison des trois configurations de gyroscopes résonants intégrés présentées à la section 3.2, et basées sur un anneau all-pass, add-drop, et couplée à un MZI. Les paramètres utilisés pour les calculs sont : $L = 4 \times 4.8 \text{ mm}$, $\alpha = 0.4 \text{ dB/cm}$, $\lambda_0 = 1.31 \mu\text{m}$, $n_{\text{eff}} = 1.74$, $\eta = 0.68$, $B = 10 \text{ Hz}$, $P_{\text{in}} = 1 \text{ mW}$.

Chapitre 4

Conception des dispositifs

Dans les Chapitres 2 et 3, nous avons étudié les différents types de gyroscopes optiques existants. Bien que les gyroscopes interférométriques aient l'avantage de pouvoir être utilisés avec une source large bande, réduisant certaines sources de bruit (rétrodiffusion et effet Kerr), l'intégration de la fibre en spirale est plus compliquée que celle d'une cavité résonante et requiert l'utilisation de croisements. Dans cette thèse, nous nous sommes donc concentrés sur l'optimisation des gyroscopes intégrés résonants. Nous avons montré qu'augmenter la pente de la résonance, et donc améliorer le facteur de qualité, était un paramètre clé pour l'accroissement de la sensibilité des gyroscopes. Il convient donc d'optimiser la géométrie des anneaux résonants mais aussi de réduire au maximum les pertes de propagation dans l'anneau.

Dans ce chapitre, nous aborderons tout d'abord la partie concernant les paramètres à optimiser lors de la conception du circuit optique du gyroscope. Puis, nous présenterons la première structure étudiée dans cette thèse pour améliorer la sensibilité d'un anneau résonant seul : un gyroscope basé sur un anneau résonant couplé à interféromètre de Mach-Zehnder (MZI), fabriqué avec la plateforme DAPHNE de STMicroelectronics. Cette plateforme utilise des guides d'onde en nitrure de silicium (SiN). Nous détaillerons ici les structures utilisées pour leur caractérisation.

Dans un second temps, nous nous intéresseront aux solutions technologiques permettant de réduire les pertes des guides d'onde SiN, et donc augmenter la finesse des anneaux résonants passifs. Nous montrerons alors une seconde structure visant à améliorer la sensibilité des gyroscopes : le guide d'onde slot horizontal, utilisé pour l'amplification optique, et compatible avec la plateforme DAPHNE. L'optimisation des guides d'onde slots horizontaux, ainsi que les dispositifs développés pour leur caractérisation (guides d'onde droits, anneaux résonants), seront également présentés.

4.1 Optimisation du gyroscope résonant proposé

Il est possible d'ajuster trois paramètres sur les anneaux résonants afin de maximiser leur sensibilité à l'effet Sagnac : leur coefficient de couplage, leur périmètre et leurs pertes de propagation. Il est donc nécessaire, dans la mesure du possible, d'optimiser chacun de ces paramètres. Dans cette section, nous détaillerons tout d'abord l'optimisation du coefficient de couplage dans le cas d'un anneau all-pass seul et couplé à un MZI, puis nous étudierons l'influence du périmètre et des pertes de l'anneau sur la résolution du gyroscope. Les simulations présentées ici ont été implémentées avec le logiciel MATLAB. Dans toute cette section, les paramètres utilisés pour les applications numériques sont les mêmes qu'au chapitre précédent : $L = 4 \times 4.8$ mm (anneau carré), $\alpha = 0.4$ dB/cm, $\lambda_0 = 1.31$ μ m, et $n_{\text{eff}} = 1.74$. Les configurations de gyroscopes résonants

all-pass et MZI considérées sont celles étudiées à la section 3.2 : le calcul de la sensibilité tient compte des pertes dans les coupleurs 3 dB imposés par l'intégration du gyroscope. Le déphasage du MZI est tel que $\Delta\Phi = -0.4\pi$ (déphasage optimal). La transmission de l'anneau all-pass seul est donnée par l'équation (3.20), et celle de l'anneau couplé au MZI par la différence des équations (3.23) et (3.24).

4.1.1 Coefficient de couplage optimal

Pour un anneau résonant de périmètre L fixé et des pertes de propagation α , il existe une valeur du coefficient de couplage κ permettant de maximiser la pente de la transmission d'un gyroscope utilisant un anneau résonant seul ou couplé à un MZI. La figure 4.1 reportant l'évolution de la sensibilité en fonction du coefficient de couplage permet d'obtenir les valeurs optimales pour les deux configurations. La sensibilité est calculée à partir de la formule (3.19) pour différentes valeurs de κ comprises entre 0.01 et 0.99. La fréquence optimale ν_p telle que la dérivée de la transmission est maximale (vérifiant la condition $\frac{dT}{d\nu}(\nu_p) = \max\left(\frac{dT}{d\nu}\right)$) est calculée numériquement. On retrouve le résultat annoncé dans [78] : dans le cas d'un anneau all-pass seul, la pente est maximale lorsque l'anneau est sous-couplé ; tandis que dans le cas d'un anneau couplé à un MZI, le dispositif est optimal au couplage critique. En pratique, la valeur de κ optimale peut être obtenue soit en adaptant l'écart entre l'anneau et le guide droit permettant l'injection de la lumière, soit en adaptant la longueur de couplage (longueur pour laquelle l'anneau et le guide droit sont suffisamment proches pour que la lumière soit couplée de l'un à l'autre).

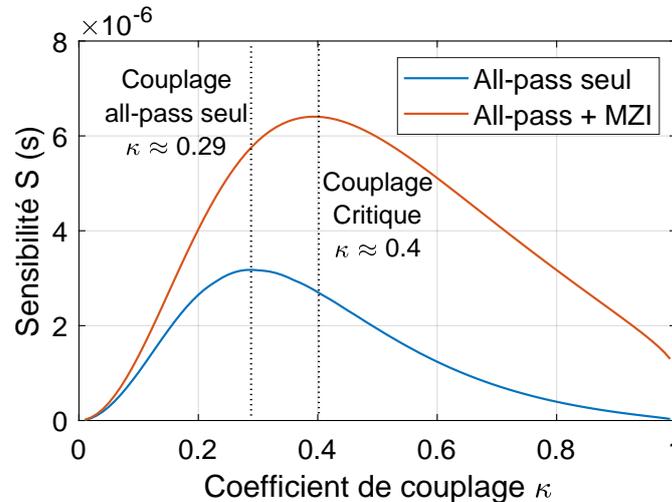


FIGURE 4.1 – Sensibilité d'un gyroscope basé sur un anneau résonant seul et couplé à un MZI. Les paramètres utilisés pour le calcul sont : $L = 4 \times 4.8\text{mm}$, $\alpha = 0.4\text{ dB/cm}$, $\lambda_0 = 1.31\text{ }\mu\text{m}$, $n_{\text{eff}} = 1.74$, $\Delta\Phi = -0.4\pi$, et un pas en longueur d'onde de $0.1\text{ }\mu\text{m}$.

4.1.2 Périmètre optimal

Dans la section précédente, nous avons calculé le coefficient de couplage optimal pour un périmètre d'anneau fixé. En réalité, pour une valeur de α donnée, il existe également un périmètre optimal [59]. Au niveau de la forme, tout d'abord, nous avons vu à la section 3.2.2 que le décalage de la fréquence de résonance d'un anneau en rotation était proportionnel au ratio aire sur périmètre A/L . La figure permettant de maximiser l'aire tout en minimisant le périmètre est le cercle, qui devrait donc idéalement être employé. Néanmoins, sur un masque de microélectronique qui combine de nombreux dispositifs, il est généralement plus pratique d'utiliser une forme carrée.

Sur la figure 4.2 est reportée l'évolution de la résolution du gyroscope all-pass en fonction du périmètre carré L . Les pertes de propagation sont fixées à $\alpha = 0.4$ dB/cm, car cela correspond aux pertes de guides en SiN fabriqués par STMicroelectronics. Pour chaque valeur de L , la résolution est calculée au coefficient de couplage optimal et à la fréquence optimale ν_p . La formule de résolution utilisée est celle donnée par l'équation (3.35) (résolution limitée par le bruit de grenaille) avec les mêmes paramètres que ceux utilisés à la section 3.4.2 : $\max(T) = 0.5$, $C = 4$, $\eta = 0.68$, $B = 10$ Hz, et $P_{in} = 1$ mW. On constate que la plus petite vitesse détectable $\delta\Omega$ diminue proportionnellement à l'augmentation du périmètre L jusqu'à une valeur limite pour laquelle elle est minimale : c'est le périmètre optimal de travail pour les pertes de propagation α données. Lorsque le périmètre augmente encore, l'augmentation du décalage de la fréquence de résonance lié à l'effet Sagnac ne suffit plus à compenser les pertes dans l'anneau, qui deviennent trop importantes, et la résolution est dégradée [59]. Pour les valeurs numériques utilisées ici, $\delta\Omega$ est minimale pour un périmètre carré de 40 cm, ce qui est trop élevé pour concevoir un dispositif intégré. Mais même s'il était possible d'utiliser ce périmètre, la résolution ne serait que de $0.2^\circ/\text{s}$, ce qui est loin de l'ordre de grandeur des $10^\circ/\text{h}$ visés pour le marché de l'automobile. Il est donc nécessaire de réduire les pertes dans l'anneau.

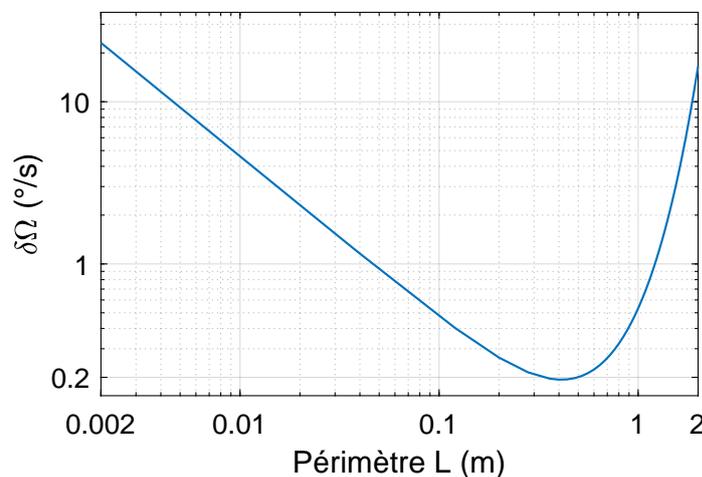


FIGURE 4.2 – Résolution d'un gyroscope basé sur un anneau résonant all-pass carré en fonction de son périmètre L . Les paramètres utilisés pour le calcul sont : $\alpha = 0.4$ dB/cm, $\lambda_0 = 1.31$ μm , $n_{\text{eff}} = 1.74$, $\max(T) = 0.5$, $C = 4$, $\eta = 0.68$, $B = 10$ Hz, $P_{in} = 1$ mW, et un pas en longueur d'onde de 0.1 μm .

4.1.3 Résolution en fonction des pertes

Pour améliorer la résolution d'un gyroscope résonant, nous avons vu qu'il était possible d'en augmenter le périmètre jusqu'à une valeur optimale. Mais dans le cas d'un dispositif intégré, l'aire occupée par le gyroscope doit être au plus de quelques cm^2 . Les pertes de propagation dans les guides d'onde restent alors la seule variable d'ajustement. La figure 4.3 donne la résolution du gyroscope all-pass de périmètre $L = 4 \times 4.8$ mm et, à titre comparatif, $L = 4 \times 2$ cm en fonction des pertes de propagation α . Pour chaque valeur de α , la résolution est calculée au coefficient de couplage optimal et à la fréquence optimale ν_p . Comme pour la section 4.1.2, la résolution est supposée limitée par le bruit de grenaille, avec les mêmes paramètres utilisés : $\max(T) = 0.5$, $C = 4$, $\eta = 0.68$, $B = 10$ Hz, et $P_{in} = 1$ mW. Le pas en longueur d'onde utilisé est de 0.001 μm , afin d'être suffisamment précis pour calculer la pente de la résonance lorsque α est petit. Pour une longueur d'onde de $\lambda_0 = 1.31$ μm , cela correspond à un pas en fréquence $\Delta\nu = c \cdot \Delta\lambda/\lambda^2 \approx 100$ kHz : dans le cas d'un gyroscope basé sur un anneau à ultra-faibles pertes, la source laser devra donc avoir une largeur spectrale inférieure à la centaine de kHz. Sur la figure 4.3, on peut voir que diviser les pertes de propagation par 10 revient à diviser la plus petite vitesse détectable par

10. Pour l’anneau de 4×2 cm de côté, on peut également noter un changement de pente pour les fortes valeurs de pertes : cela signifie que le périmètre optimal décrit à la section précédente a été dépassé. Ainsi, avec des pertes de 0.5 dB/m, il est théoriquement possible d’atteindre une résolution limitée par le bruit de grenaille de $\approx 30^\circ/\text{h}$ pour un anneau de 4×2 cm de côté, et de $\approx 120^\circ/\text{h}$ pour un anneau de 4×4.8 mm de côté.

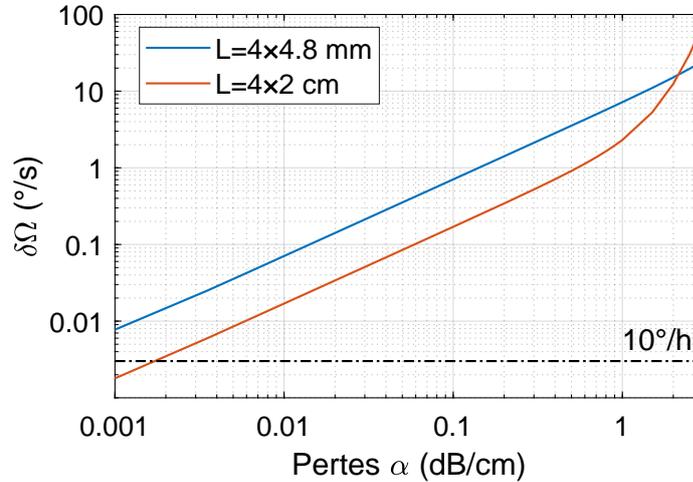


FIGURE 4.3 – Résolution d’un gyroscope basé sur un anneau résonant all-pass carré en fonction des pertes de propagation dans l’anneau α . Les paramètres utilisés pour le calcul sont : $\lambda_0 = 1.31 \mu\text{m}$, $n_{\text{eff}} = 1.74$, $\max(T) = 0.5$, $C = 4$, $\eta = 0.68$, $B = 10$ Hz, $P_{\text{in}} = 1$ mW, et un pas en longueur d’onde de 0.001 pm.

Les gyroscopes résonants intégrés ont donc le potentiel d’atteindre une résolution suffisante pour rivaliser avec les MEMS voire pour atteindre le marché des voitures autonomes (résolution de $10^\circ/\text{h}$, soit environ $0.003^\circ/\text{s}$). Pour cela, il faut réduire toutes les sources de bruit décrites au Chapitre 3 en dessous du bruit de grenaille, mais ce n’est pas suffisant. En effet, nous avons vu qu’un gyroscope basé sur un anneau résonant all-pass en guide d’onde SiN fabriqué avec la plateforme actuelle de STMicroelectronics, présentant des pertes de ≈ 0.4 dB/cm et recouvrant une surface de l’ordre du cm^2 , ne permet d’atteindre qu’une résolution de l’ordre du degré par seconde. Pour augmenter la pente de la résonance, et donc la sensibilité du gyroscope, deux principales approches ont été considérées dans cette thèse. La première consiste à coupler l’anneau all-pass à un MZI, afin d’obtenir des résonances de Fano, et la seconde à utiliser de l’amplification optique pour réduire les pertes effectives des guides, comme expliqué au Chapitre 3.

4.2 Première structure : Anneau résonant couplé à un MZI

Un premier prototype de gyroscope résonant intégré basé sur un anneau all-pass couplé à un MZI, tel que décrit à la section 3.4.2, a été fabriqué sur la plateforme photonique DAPHNE de STMicroelectronics. Cette plateforme présente l’avantage de combiner deux circuits optiques : l’un en SiN, permettant le développement de composants passifs dont notamment les résonateurs en anneaux ; et le second en silicium, permettant l’intégration de composants actifs, c’est-à-dire pilotables électriquement. Le SiN présente en effet de nombreux avantages par rapport aux guides d’onde en silicium classiques : des pertes de propagation réduites grâce à un plus faible contraste d’indice, un coefficient thermo-optique moins élevé, et une réduction de l’effet Kerr. Ce circuit vient donc en complément du circuit en silicium, et permet d’améliorer les performances des composants passifs [12].

Lors de la réalisation de dispositifs sur la plateforme DAPHNE, un jeu de masques de photolithographie est fabriqué afin d'insoler les motifs sur les différentes couches de matériaux (Si, SiN, métaux et dopants) puis de les graver, selon les étapes décrites au Chapitre 5. Ce jeu de masques comprend les différentes contributions de STMicroelectronics et de ses partenaires pour un projet donné. Il porte un nom spécifique permettant de l'identifier. Ainsi, le gyroscope présenté dans cette thèse a été fabriqué sur le masque appelé "Actarus". La figure 4.4 donne le schéma de ce gyroscope. Sa configuration a été établie à partir d'un gyroscope all-pass réalisé sur le même masque par Pierre Labeye du CEA Leti. La lumière, polarisée TE (Transverse Electric), est injectée dans le circuit en silicium via un coupleur à réseaux de diffraction (grating coupler). Elle est ensuite divisée en deux par un coupleur 3 dB afin d'être envoyée dans le sens horaire (+) et anti-horaire (-). En pratique, les coupleurs 3 dB ne sont jamais parfaitement équilibrés. Or, nous avons vu que l'erreur due à l'effet Kerr est directement liée à la différence de puissance qui circule entre les deux bras. Un modulateur PIN a donc été rajouté sur chaque bras afin de pouvoir ajuster la puissance qui y circule. Des modulateurs PN ont également été placés afin de pouvoir moduler la phase du signal, ce qui est indispensable pour sortir le signal du bruit dans le cas de mesures en rotation, comme expliqué à la section 2.4 dans le cas de modulation de phase sinusoïdale. Deux autres coupleurs 3 dB en silicium ont été ajoutés à la suite des modulateurs pour diriger la moitié du signal sur les photodiodes des référence (PD_A et PD_B) et l'autre moitié sur le MZI.

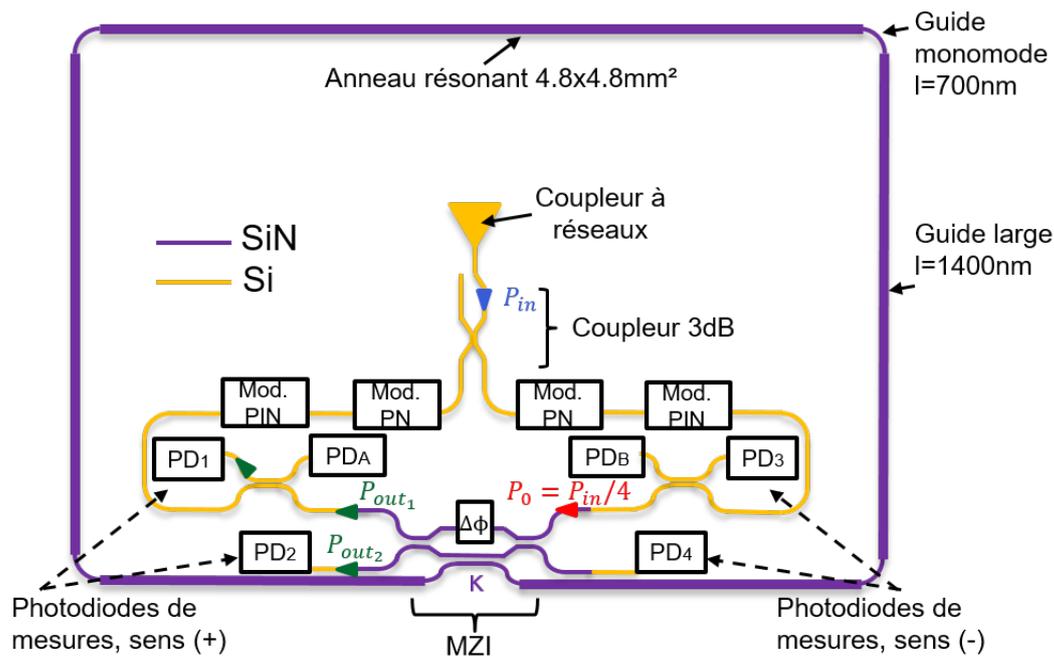


FIGURE 4.4 – Configuration du gyroscope résonant basé sur un anneau all-pass couplé à un MZI et fabriqué sur le masque Actarus de STMicroelectronics. La lumière est injectée dans un circuit optique en Si (en jaune) permettant l'intégration de composants actifs, ici des modulateurs ("mod.") PN et PIN et des photodiodes (PD). L'anneau et le MZI sont réalisés en SiN (en violet) afin notamment de réduire les pertes de propagation.

Le circuit en silicium se trouve en dessous du circuit en SiN. La transition entre les deux circuits est effectuée au moyen de coupleurs guide à guide de largeurs de guides d'onde variables pour garantir un couplage optimal que l'on nommera transitions adiabatiques (en anglais "tapers"). La lumière circule alors dans le MZI, dont le bras inférieur est couplé à l'anneau, puis est dirigée vers les photodiodes de mesures. Une chaufferette (heater) est ajoutée sur le bras supérieur du MZI afin de pouvoir contrôler le déphasage $\Delta\Phi$ entre les deux bras, dont la différence de longueur est de 580 nm. L'anneau a une forme carrée de périmètre $L = 4 \times 4.8\text{mm}$. Les

guides d'onde du circuit en SiN, étudiés et caractérisés dans la thèse de Sylvain Guerber [12], sont monomodes et ont une épaisseur $e = 600$ nm et une largeur $l = 700$ nm. Ces guides d'onde sont élargis via des transitions adiabatiques sur les sections droites de l'anneau uniquement, afin de réduire les pertes associées à la rugosité des flancs sans exciter de modes d'ordres supérieur. Leur largeur est alors portée à $l = 1400$ nm. Les pertes en polarisation TE des guides d'onde monomodes sont de 0.5 dB/cm, et celles des guides d'onde élargis sont de 0.4 dB/cm [12]. Afin de se placer au couplage critique, le coupleur directionnel entre l'anneau et le MZI est tel que $\kappa^2 = 15\%$. Les étapes de fabrication du masque et la caractérisation statique de ce gyroscope seront donnés aux Chapitres 5 et 6.

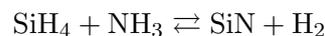
4.3 Propriétés des guides d'ondes en SiN

L'utilisation d'un anneau couplé à un MZI permet d'obtenir des résonances de Fano avec une pente plus importante que la Lorentzienne classique, et d'améliorer le rapport signal à bruit d'un gyroscope intégré résonant. Cependant, cette amélioration n'est pas suffisante pour réduire la plus petite vitesse détectable de plusieurs ordres de grandeur. Pour un gyroscope ayant une empreinte spatiale donnée, il est donc nécessaire de réduire les pertes de propagation dans les guides d'onde utilisés. Les pertes des guides d'onde en SiN dépendent notamment de la méthode utilisée pour déposer la couche. Dans cette section, les méthodes de dépôt du SiN les plus courantes sont exposées, et des structures permettant la caractérisation des films fabriqués à STMicroelectronics sont présentées.

4.3.1 Différents types de SiN

4.3.1.1 SiN PECVD

Le SiN utilisé pour la fabrication du circuit passif du gyroscope présenté à la section 4.2 est déposé par PECVD ("Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition", ou dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma). Cette technique consiste à faire réagir des gaz sous forme de plasma afin de réaliser des dépôts de couches minces de matériaux : pour le SiN, il s'agit de silane et d'ammoniaque, selon la réaction :



Le dépôt par PECVD possède plusieurs avantages, notamment une basse température de dépôt ($< 400^\circ\text{C}$) compatible avec le procédé CMOS. Les films obtenus sont d'autre part faiblement contraints, ce qui permet de déposer des épaisseurs importantes ($> 1 \mu\text{m}$) sans que la couche ne se craquèle [98]. Cependant, la faible température de dépôt implique la présence de défauts dans la couche, ce qui contribue à augmenter les pertes de propagation [12]. En outre, l'hydrogène présent crée des liaisons N-H absorbantes autour de $1.52 \mu\text{m}$. La liaison N-H est donc particulièrement gênante pour les applications nécessitant une longueur d'onde de $1.55 \mu\text{m}$, largement utilisée dans les télécommunications optiques.

4.3.1.2 SiN PVD

Une autre technique de dépôt de SiN pouvant être réalisée à STMicroelectronics est le dépôt par pulvérisation cathodique ("reactive sputtering"), qui fait partie des dépôts de type physique en phase vapeur (PVD, "Physical Vapor Deposition"). Cette technique consiste à éjecter les atomes d'une cible (ici du silicium) sur le substrat à recouvrir en la bombardant avec un plasma.

En se déposant, les atomes de silicium se lient avec le gaz présent dans la chambre de dépôt, ici de l'azote, pour former le SiN. Le film ainsi obtenu a, théoriquement, une concentration en hydrogène moindre que celui déposé par PECVD, car l'hydrogène n'est pas utilisé comme précurseur. En outre, le dépôt peut être réalisé à température ambiante. Des pertes de 1.5 dB/cm ont par exemple été mesurées à 1.55 μm pour des guides de $1 \times 0.4 \mu\text{m}^2$ déposés à 100°C puis recuits à 400°C [99]. Néanmoins, il est généralement difficile d'avoir une épaisseur de couche uniforme avec cette technique [12].

4.3.1.3 SiN LPCVD

La technique de dépôt de SiN la plus utilisée est le dépôt chimique en phase vapeur à basse pression (LPCVD, "Low Pressure Chemical Vapor Deposition"). Le dépôt est effectué à haute température ($> 700^\circ\text{C}$) à partir de précurseurs gazeux et le SiN est généralement stœchiométrique (Si_3N_4). La couche de SiN obtenue est homogène et de haute qualité, et présente peu de liaisons N-H. Le dépôt est généralement suivi d'un recuit à haute température ($\approx 1100^\circ\text{C}$), permettant la réalisation de guides d'onde à très faibles pertes à 1.55 μm . D'après la section 4.1.3, les niveaux de pertes atteints, inférieurs au dB/m (voir les sections état de l'art au Chapitre 2) sont suffisamment faibles pour l'intégration d'un gyroscope avec une résolution de quelques dizaines de degrés par heure. Cependant, le SiN LPCVD est très contraint, limitant l'épaisseur qu'il est possible de déposer avant l'apparition de fissures [99]. En outre, la température du dépôt et des recuits qui s'ensuivent rendent compliquée son intégration avec une plateforme compatible CMOS telle que DAPHNE. Ce nitrure ne sera donc pas étudié dans le cadre de cette thèse.

4.3.2 Structures pour la caractérisation des guides d'onde en SiN déposé à STMicroelectronics

Des structures permettant l'étude de guide d'ondes en SiN déposé à STMicroelectronics ont été conçues sur un masque développé au cours de deux précédentes thèses, nommé Memphis. Ces structures ont été optimisées pour une épaisseur de SiN $e=600$ nm. Quatre différentes couches ont ainsi été déposées puis gravées avec ce masque : du SiN PECVD "standard" d'indice $n=1.91$ à 1.55 μm , déjà étudié dans la thèse de Sylvain Guerber [12], et trois films PVD d'indices de réfraction différents, caractérisés durant cette thèse. Le premier film a un indice proche du SiN PECVD standard : $n=1.94$. Le second est proche d'un nitrure stœchiométrique : $n=1.99$. Enfin, le dernier film est fortement enrichi en silicium : $n=2.4$. Le masque a été adapté au nitrure PECVD d'indice 1.91 : la largeur maximale des guides rubans (guides "strip") a été fixée à $l=700$ nm afin de rester monomode (voir la thèse [12]).

Structures pour mesures des pertes de propagation

La première étape permettant de caractériser les guides d'onde en SiN est la mesure des pertes de propagation. Pour cela, trois spirales de largeur 700 nm et de longueurs différentes ont été dessinées (4.2 cm, 7 cm et 9.2 cm). Ces spirales ont toutes le même nombre de virages avec un rayon constant (142 virages de rayon 40 μm , voir figure 4.5 (a)). Ainsi, en injectant la même puissance en entrée de chaque spirale, on peut déterminer les pertes des guides d'onde grâce à une régression linéaire sur les puissances détectées en sortie.

Afin d'améliorer la précision des mesures, d'autres structures ont été implémentées pour la mesure des pertes dans le cadre de la thèse de Michele Calvo [100] (figure 4.5 (b)). La lumière injectée dans le guide d'onde est divisée en deux au moyen d'un MMI 1×2 ("Multi-Modes Interferometer", ou interféromètre multi-modes). L'un des des deux guides d'onde suivant le MMI

a alors, comme pour les spirales, une longueur variable (1 mm, 2 mm et 3 mm) avec un nombre de virages constant, et le second guide d'onde est un guide droit permettant la normalisation de la puissance. Cette méthode permet de s'affranchir des variations de puissance injectée d'un guide d'onde à l'autre. Deux séries de motifs ont été dessinées, l'une avec une largeur de guide de $l=500$ nm, la seconde avec $l=600$ nm.

Structures pour mesures des pertes de courbure

Dans le cas d'un guide d'onde courbe, en plus des pertes de propagation linéaires, il existe des pertes liées à la courbure qui s'expliquent par un phénomène de fuite latérale [57]. Les équations de Maxwell en coordonnées cylindriques qui régissent la propagation des modes guidés dans une courbure peuvent être obtenues par une transformation conforme écrite dans un système de coordonnées cartésiennes des guides d'onde droits. Le calcul des modes guidés peut donc être réalisé avec un solveur de modes standard, en modifiant le profil d'indice de réfraction qui n'est plus constant mais augmente avec le rayon. L'indice effectif du mode guidé sera donc toujours inférieur à l'indice de réfraction du matériau de gaine, ce qui entraîne des pertes de propagation par effet tunnel optique. Un mode optique dans un virage n'est pas un vrai mode guidé, mais un mode à fuites appelé mode radié. Cet effet est d'autant plus marqué que la courbure du guide est petite, ce qui limite la compacité des dispositifs. Pour un rayon de courbure donné, la mesure des pertes dans les virages permet de s'assurer que celles-ci sont suffisamment faibles pour ne pas être gênantes. Les structures utilisées pour mesurer les pertes de courbures sont données sur la figure 4.5 (c). Comme pour les pertes linéaires, une régression linéaire est effectuée sur la puissance en sortie de trois guides ayant un nombre différent de virages (20, 40 et 60) mais un rayon de courbure constant ($R=20$ μm). A nouveau, un guide de référence a été rajouté pour chaque motif, avec $l=500$ nm et $l=600$ nm.

Mach-Zehnder assymétrique

Enfin, un MZI asymétrique a été dessiné afin de pouvoir étudier la variation de l'indice effectif des guides d'onde n_{eff} avec la longueur d'onde λ , pour des largeurs de guide $l=500$ nm et $l=600$ nm. Le design correspondant est donné sur la figure 4.5 (d) : le MZI est constitué d'un MMI 1×2 suivi d'un autre MMI 2×1 . La différence de longueur entre les deux bras vaut $\Delta L = 100$ μm . La puissance P_{out} en sortie du guide d'onde est donnée par :

$$P_{\text{out}} = P_{\text{in}} \cos\left(\frac{2\pi n_{\text{eff}}(\lambda)\Delta L}{\lambda}\right) \quad (4.1)$$

Où P_{in} est la puissance optique en entrée de l'interféromètre. En mesurant P_{out} à différentes longueurs d'onde, il est donc possible d'extraire $n_{\text{eff}}(\lambda)$.

Les différentes structures présentées dans cette section doivent donc permettre la caractérisation du SiN déposé à STMicroelectronics, afin de déterminer lequel est le plus adapté aux applications des gyroscopes optiques. Cependant, les guides d'onde en SiN déposé par PECVD ou PVD ne peuvent atteindre des niveaux de pertes aussi faibles que le SiN LPCVD ; c'est pourquoi l'on s'intéressera, dans la section suivante, aux moyens de réduire leurs pertes effectives grâce à l'amplification optique.

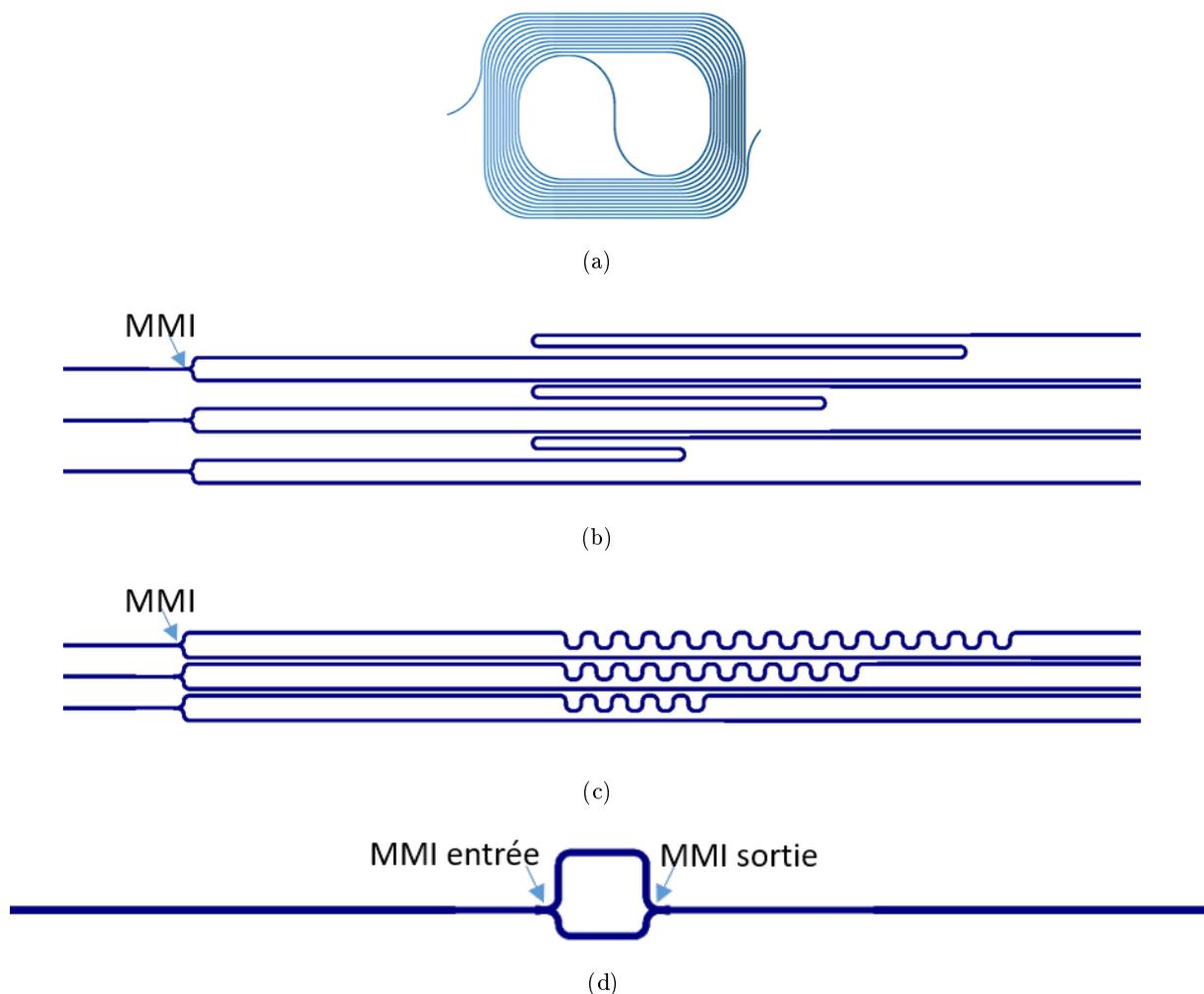


FIGURE 4.5 – Structures présentes sur le masque Memphis utilisées pour la caractérisation des films SiN déposés à STMicroelectronics : (a) spirale pour mesure des pertes linéaires ($l=700$ nm) (b) guides d'onde pour mesure des pertes linéaires avec normalisation de la puissance ($l=500$ et 600 nm), (c) guides d'onde pour mesures des pertes de courbure (rayon de courbure : $20\mu\text{m}$, $l=500$ et 600 nm), (d) MZI asymétrique pour extraction de l'indice effectif ($l=500$ et 600 nm).

4.4 Deuxième structure : Guides d'onde pour l'amplification optique

Dans le domaine des télécommunications optiques, l'utilisation de fibres optiques en silice dopées à l'erbium ("Erbium Doped Fiber Amplifier", ou EDFA) permet d'amplifier efficacement le signal, compensant ainsi les pertes optiques sur de longues distances. Le même principe peut être employé pour les guides d'onde intégrés grâce au dopage de matériaux à l'erbium, notamment l'alumine (Al_2O_3). Différentes configurations de guides d'onde sont possibles pour réaliser l'amplification. Dans cette section, nous expliquerons tout d'abord le principe de l'amplification optique avec de l'oxyde dopé erbium, puis nous présenterons une structure particulièrement adaptée pour cela : les guides d'ondes à fente, ou guides d'ondes "slots". Nous détaillerons alors l'optimisation de la géométrie des guides d'onde slots ainsi que les structures conçues pour leur caractérisation dans le cadre de cette thèse.

4.4.1 Oxyde dopé erbium

L'erbium est un élément faisant partie des terres rares qui a l'avantage de présenter une transition autour de $1.5 \mu\text{m}$, soit dans la gamme de longueur d'ondes des télécommunications optiques. Comme les autres terres rares, l'erbium, qui se trouve majoritairement sous sa forme ionique Er^{3+} , possède des couches électroniques externes complètes ($5s, 5p$ et $5d$), mais une couche interne $4f$ incomplète ; ce qui va définir ses propriétés d'absorption et d'émission. Les électrons de la couche $4f$ sont écrantés par les couches externes pleines, si bien que la matrice hôte de l'erbium a peu d'influence sur la valeur de ses niveaux d'énergie. En revanche, le potentiel cristallin de la matrice conduit à un élargissement de ces niveaux (effet Stark) [101]. La figure 4.6 montre le diagramme des niveaux d'énergie de l'erbium. La lettre utilisée pour chaque niveau (I, F, S ou H) correspond au moment angulaire orbital de l'ion, l'exposant en haut à gauche (4 ou 2) désigne le nombre d'orientations possibles du spin, et l'exposant en bas à droite, le moment angulaire total de l'ion [101].

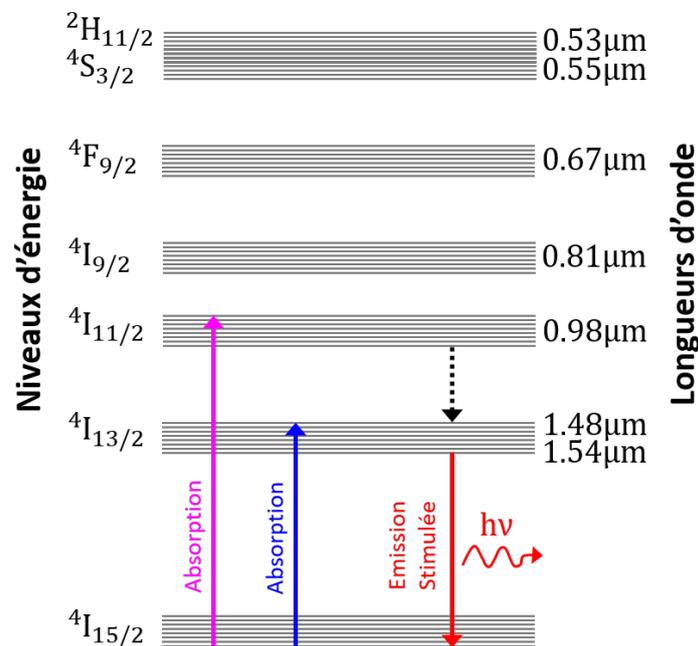


FIGURE 4.6 – Schéma du diagramme des niveaux d'énergie de l'erbium et des transitions habituellement utilisées pour l'amplification optique.

Les transitions particulièrement intéressantes pour l'optique intégrée sont les transitions ${}^4\text{I}_{15/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{11/2}$ et ${}^4\text{I}_{13/2} \leftrightarrow {}^4\text{I}_{15/2}$, correspondant aux longueurs d'onde $\lambda=980 \text{ nm}$ et $\lambda=1540 \text{ nm}$. En pompant à $\lambda=980 \text{ nm}$, les ions Er^{3+} sont placés dans l'état excité ${}^4\text{I}_{11/2}$, puis se désexcitent rapidement ($\approx 1 \mu\text{s}$) de manière non-radiative vers le niveau ${}^4\text{I}_{13/2}$. La transition ${}^4\text{I}_{13/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{15/2}$ est radiative, avec un temps de vie de l'ordre de 10 ms , et va permettre l'émission stimulée du signal autour de 1540 nm [102]. Il est également possible d'exciter les ions dans l'état ${}^4\text{I}_{13/2}$ en pompant à $\lambda=1480 \text{ nm}$, du fait de la dégénérescence des niveaux d'énergie. On parle alors de système à "quasi-trois niveaux". Cependant, dans ce cas, la pompe crée de l'émission stimulée en même temps que de l'absorption, ce qui limite le degré d'inversion de population [103]. Pour une transition donnée, la probabilité d'absorption et d'émission d'un photon est donnée respectivement par la section efficace d'absorption σ_a et d'émission σ_e . On définit ainsi le taux d'absorption R_a et d'émission R_e par [104], [105]:

$$R_{a,e} = \frac{I_{ph}}{h\nu} \sigma_{a,e} \quad (4.2)$$

Où I_{ph} est l'intensité optique et $h\nu$ l'énergie du photon de fréquence ν .

La matrice hôte de l'erbium joue un rôle clé dans l'efficacité de l'amplification optique. De nombreux matériaux permettent son incorporation, tels que les composites organiques, le silicium, SiN, SiO₂, ou encore Al₂O₃. Néanmoins, la solubilité de l'erbium dans le silicium ou dans SiO₂ est faible. En outre, l'absorption de l'erbium dans le SiO₂ est faible également, ce qui nécessite de fortes puissances de pompe. En revanche, sa solubilité dans l'alumine est élevée, du fait de la similitude entre la matrice Al₂O₃ et Er₂O₃. Sous forme amorphe, l'alumine permet un large spectre d'émission sur la bande 1.5 – 1.6 μm (voir figure 4.7). L'indice optique de l'alumine amorphe ($n \approx 1.6$ à 1540 nm) est d'autre part plus élevé que celui de la silice ($n \approx 1.44$), permettant un meilleur confinement du mode [106]. Enfin, l'alumine est un matériau compatible avec le procédé CMOS utilisé par les plateformes photoniques industrielles telles que DAPHNE, c'est pourquoi nous nous sommes particulièrement intéressés à ce matériau dans le cadre de cette thèse.

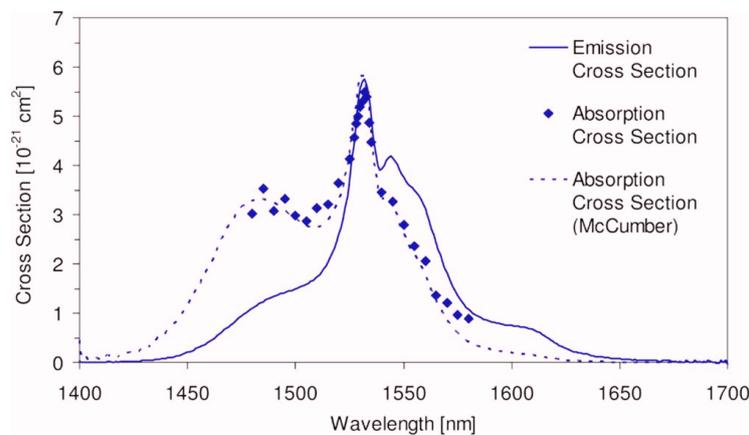


FIGURE 4.7 – Sections efficaces d'absorption et d'émission d'Al₂O₃:Er sur silicium - extrait de [106].

4.4.2 Guides d'onde slots

Nous avons vu que l'alumine dopée erbium était un matériau adapté à la réduction des pertes des gyroscopes grâce à l'amplification optique. Il reste à identifier la structure permettant d'optimiser son intégration dans le cas de guides d'ondes développés sur une plateforme industrielle.

4.4.2.1 Choix du guide d'onde pour l'amplification optique

Plusieurs solutions existent pour intégrer l'erbium sur des guides d'ondes optiques. La première consiste à fabriquer le guide d'onde directement dans la couche d'Al₂O₃:Er. Des guides d'onde de type "ridge" ont par exemple été réalisés, démontrant un gain net de 2.3 dB pour un guide d'onde de 4 cm de long dans [107], et jusqu'à 20 dB pour un guide d'onde de 12.9 cm dans [108]. Cette solution est la plus efficace, car elle permet de maximiser le recouvrement du mode guidé avec la couche active (un confinement dans le guide de 95% a été calculé pour la pompe à 980 nm et 85% pour le signal à 1532 nm dans [108]). Néanmoins, les guides d'Al₂O₃:Er ne peuvent être gravés simplement avec les procédés CMOS classiques utilisés pour le Si ou SiN, ce qui rajoute des étapes supplémentaires à la fabrication des dispositifs, augmentant le coût de la puce et diminuant le rendement final [102]. Une autre solution consiste donc à utiliser des guides d'onde en Si ou SiN encapsulés dans une couche d'Al₂O₃:Er, comme proposé dans [102] ou [109], qui ne nécessitera donc pas de gravure. L'interaction de la lumière avec la couche active est cependant réduite, car seule la partie évanescente du mode guidé interagit avec le milieu actif

placé à l'extérieur du guide d'onde. Enfin, une troisième possibilité n'impliquant pas la gravure de la couche mais assurant une interaction importante avec celle-ci consiste à utiliser un guide à fente, ou guide d'onde "slot". On distingue ici deux types de guides d'onde slot : les guides slots verticaux et les guides slot horizontaux.

4.4.2.2 Guide d'onde slot vertical

Les guides d'onde slots verticaux ont été proposés pour la première fois dans la référence [110]. Dans une fibre optique classique, la lumière est confinée dans le cœur dont l'indice optique est plus élevé que celui de la gaine qui l'entoure. Dans un guide d'onde slot vertical, le mode transverse électrique (TE) est confiné dans une couche de matériau d'indice optique n_1 coincée entre deux guides d'onde d'indices optiques $n_2 > n_1$. Ce type de guidage est possible grâce à la discontinuité de la composante transverse du champ électrique, et permet de confiner une partie importante de la lumière dans la couche de bas indice de réfraction. Ainsi, si cette couche est constituée d'un oxyde dopé erbium, il est possible d'optimiser le recouvrement du mode guidé avec la zone active afin de maximiser l'amplification de la lumière. Cet effet a notamment été exploité dans le cas d'un guide slot vertical en Si_3N_4 encapsulé dans de l' $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Er}$ dans [111] (voir figure 4.8). On peut voir que la composante TE de la lumière est confinée dans la zone d' $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Er}$ située entre les deux guides d'onde en Si_3N_4 . Un gain net de 20 dB/cm a ainsi été démontré avec cette structure. Cependant, pour avoir un effet slot marqué, l'espacement entre les deux guides d'ondes en Si_3N_4 doit être faible (100 nm dans [111]).

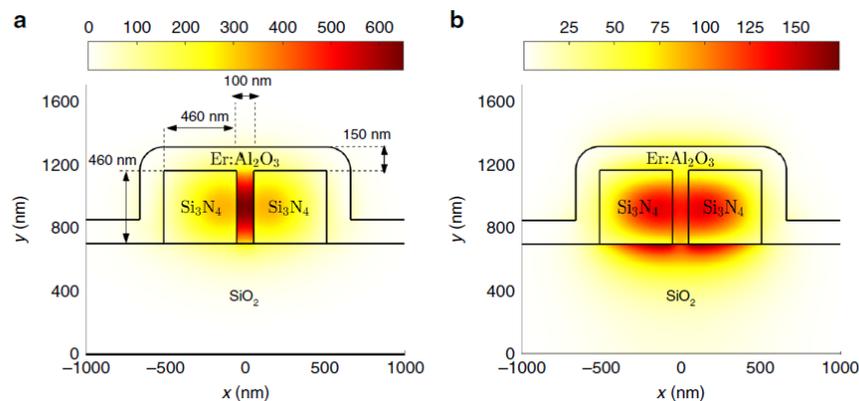


FIGURE 4.8 – Schéma en coupe d'un guide d'onde slot vertical en Si_3N_4 encapsulé dans l' $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Er}$ et distribution du champ électrique (a) pour la composante TE et (b) pour la composante TM du mode guidé - extrait de [111].

Technologiquement, il est difficile de fabriquer un guide d'onde avec un si faible espacement, et d'en contrôler précisément la valeur. Il est donc indispensable d'avoir recours à de coûteux procédés de lithographie à haute résolution. D'autre part, le mode guidé a une forte interaction avec les flancs des deux guides d'onde en Si_3N_4 , dont la rugosité va nécessairement générer des pertes optiques importantes. Des anneaux résonants passifs en Si_3N_4 PECVD non encapsulé ont été fabriqués à STMicroelectronics et caractérisés dans la thèse de Sylvain Guerber (figure 4.9) [12]. Le rayon des anneaux est de 100 μm . Un facteur de qualité d'environ 30000 a été mesuré sur une résonance à 1310 nm avec un contraste d'une quinzaine de dB, témoignant de pertes de quelques dB/cm. A titre comparatif, les guides d'onde strips en Si_3N_4 PECVD de STMicroelectronics ont des pertes inférieures au dB/cm à cette longueur d'onde, ce qui montre l'impact de la rugosité des flancs sur les pertes des guides d'onde slots verticaux.

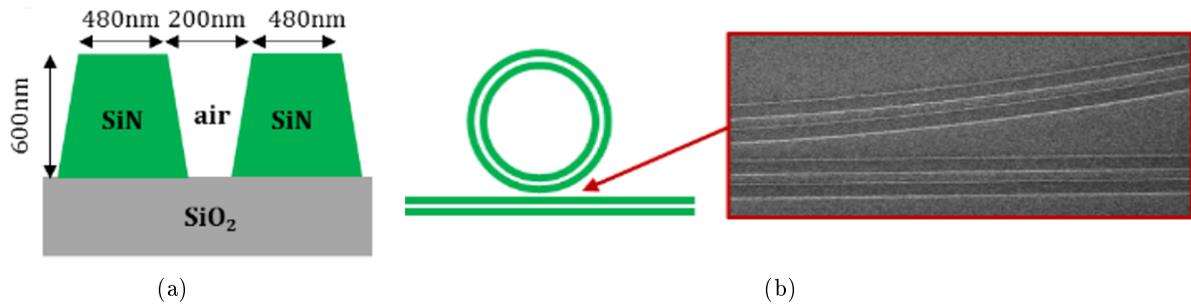


FIGURE 4.9 – Anneau résonant de type slot vertical en SiN fabriqué à STMicroelectronics. (a) Schéma en coupe et dimensions du guide d'onde. (b) Schéma de l'anneau réalisé et photographie au microscope électronique de la zone de couplage de l'anneau. Extrait de [12].

4.4.2.3 Guide d'onde slot horizontal

Afin de s'affranchir de la précision de la lithographie, nous nous sommes concentrés dans cette thèse sur le développement de guides d'onde slots horizontaux. Comme pour les slots verticaux, la lumière est confinée dans une couche d'indice de réfraction plus faible que celui des deux guides d'ondes qui l'entourent, mais l'empilement des couches est cette fois vertical, entraînant un mode "étiré" horizontalement. C'est ici la composante E_y du mode de polarisation transverse magnétique (TM) de la lumière qui va être discontinue aux interfaces. Contrairement aux slots verticaux, il n'est pas nécessaire de graver les deux couches d'indice optique élevé pour former deux guides d'onde strips. Lorsque seule la couche supérieure est gravée, tandis que la couche inférieure est un guide plan (ou "slab"), on parle alors de guide d'onde slot horizontal semi-gravé ("Half-Etched Horizontal Slot Waveguide"). La figure 4.10 montre un schéma de guide slot horizontal semi-gravé en SiN. En TM, la lumière est confinée dans la couche d'oxyde : si celui-ci est dopé à l'erbium, cela va permettre de maximiser l'amplification. D'autre part, la couche d'oxyde n'a pas besoin d'être gravée, si bien que de nombreux matériaux peuvent être utilisés et ce, sans contrainte technologique sur l'épaisseur de la couche. En outre, la lumière est cette fois en forte interaction avec les interfaces SiN/oxyde. Si ces deux matériaux ont une faible rugosité, les pertes induites seront donc moindres que celles liées à la rugosité des flancs dans le cas des guides d'onde slots verticaux.

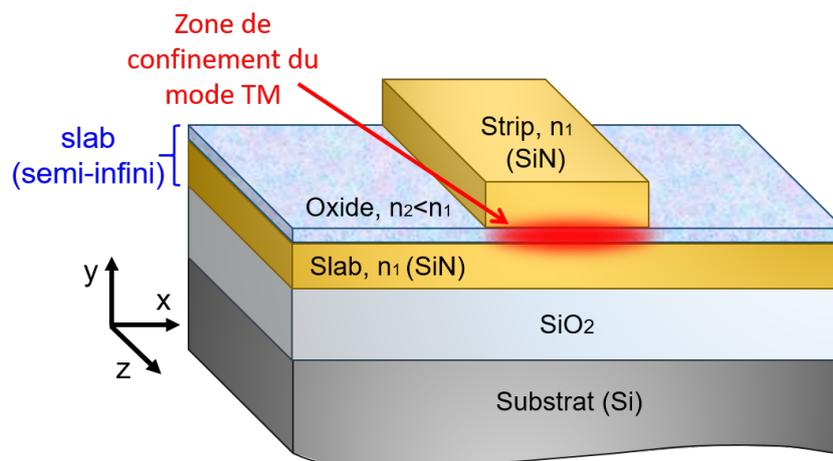


FIGURE 4.10 – Schéma d'un guide d'onde de type slot horizontal semi-gravé en SiN. La composante TM du champ électromagnétique est confinée dans la couche d'oxyde.

Les guides d'onde slots horizontaux semi-gravés en silicium ont initialement été fabriqués dans [112] pour la réalisation de modulateurs optiques en utilisant une couche ferroélectrique de BaTiO₃, mais la structure présente de forte pertes (jusqu'à 600 dB/cm) du fait de la couche tampon métallique utilisée pour l'épitaxie du matériau. Ce problème a été résolu dans [113], où

des pertes de 6 dB/cm à 1540 nm ont été obtenues après un recuit à 350°C. Des pertes de 6-10 dB/cm ont également été démontrées dans [114] avec des guides d'onde slots en silicium incorporant différents matériaux non-linéaires. Plus récemment, des guides d'onde slots horizontaux présentant une couche cristalline de Gd_2O_3 ont été réalisés pour faire de l'amplification optique par dopage à l'erbium, mais ces guides d'onde présentent des pertes matériaux élevées [115]. Cette difficulté a été surmontée par les mêmes auteurs en remplaçant le guide d'onde strip supérieur de Si amorphe par un guide d'onde SiN [116], et une amplification de signal de 16 dB à 1536 nm a été mise en évidence, prouvant le potentiel d'une telle structure. Dans cette thèse, nous nous sommes donc tournés vers le développement de guides d'onde slot horizontaux semi-gravés en SiN avec une couche de d'oxyde amorphe permettant l'intégration d'erbium. L'optimisation de la géométrie de ces structures est présentée dans la section suivante.

4.5 Optimisation des guides d'onde slots horizontaux

Dans cette section, nous présentons l'optimisation de la géométrie de guides d'onde slots horizontaux semis-gravés en SiN, ainsi que les motifs dessinés pour permettre leur caractérisation. Le but est, dans un premier temps, de fabriquer et caractériser des dispositifs passifs, avec une couche de SiO_2 et d' Al_2O_3 , afin de réaliser une preuve de concept qui puisse être adaptée à la plateforme de STMicroelectronics. Dans un second temps, il s'agit de doper la couche d'oxyde (SiO_2 ou Al_2O_3) avec de l'erbium, en vue de la fabrication de guides d'onde actifs.

4.5.1 Optimisation de la géométrie

Deux plaques ont été fournies par STMicroelectronics afin de développer ces structures. Ces plaques comprennent un substrat en silicium, une couche de 2 μm de SiO_2 (1.5 μm de SiO_2 thermique + 0.5 μm de SiO_2 TEOS), et 350 nm de SiN PECVD. Deux couches de SiN différentes ont été déposées, l'une de SiN "standard" avec un indice proche du SiN stœchiométrique, l'autre de SiN "fort indice", enrichi en silicium. Les deux structures sont présentées ici. Pour chaque type de SiN, le guide d'onde proposé doit permettre de guider à la fois le signal autour de 1540 nm, et la pompe permettant l'excitation des ions Er^{3+} . En théorie, comme expliqué à la section 4.4, il est possible de travailler avec une pompe à 980 nm ou 1480 nm. La pompe à 980 nm a une meilleure efficacité, car elle ne génère pas d'émission stimulée à la longueur d'onde de pompe ; mais la pompe à 1480 nm permet un meilleur recouvrement du mode avec le signal à 1540 nm, car les deux longueurs d'onde sont proches. En outre, le SiN fort indice ainsi que le SiN déposé à l'INL pour compléter la fabrication du guide d'onde slot (présenté au Chapitre 5) s'avèrent absorbants à 980 nm. Les guides d'ondes ont donc été optimisés pour une pompe à 1480 nm.

4.5.1.1 Méthode

L'épaisseur du SiN est fixée par les couches déposées à STMicroelectronics : elle vaut 350 nm. On présente ici l'optimisation des guides d'onde pour une couche d' Al_2O_3 , mais la méthode est la même pour le SiO_2 . Plus la couche est fine, plus l'effet slot est marqué : pour l'étude des slots passifs, on fixe donc l'épaisseur de la couche d' Al_2O_3 à 25 nm. Afin de faciliter le procédé de gravure, on suppose que le SiN du strip supérieur a la même épaisseur que celui du guide SiN slab inférieur. Il reste à optimiser son indice de réfraction et sa largeur. Pour cela, on peut décomposer le guide d'onde slot en un guide d'onde strip seul, ainsi qu'un guide d'onde slab semi-infini seul, comme le montre la figure 4.11.

Dans un premier temps, on cherche à déterminer la largeur du guide d'onde strip supérieur. Pour cela, on considère que l'indice de réfraction du guide d'onde strip et celui du guide d'onde slab sont identiques. Afin que le guide d'onde slot soit fonctionnel en polarisation TM, il est primordial que l'indice effectif du mode TM dans le slot soit supérieur à celui du mode TE dans le slab équivalent seul. Si cette condition n'est pas respectée, la lumière va être "attirée" dans le slab, ce qui crée des fuites latérales (flèches rouges sur la figure 4.11) et induit des pertes de propagation très élevées [117]. La largeur du guide strip doit donc être augmentée jusqu'à ce que l'indice effectif du mode TM soit suffisamment élevé. La largeur ne doit cependant pas être trop élevée, sans quoi le guide d'onde deviendra multi-modes. Un compromis consiste à avoir une largeur suffisante pour que le mode fondamental TM soit guidé sans pertes, mais que les modes d'ordre supérieurs aient un indice effectif inférieur à celui du slab seul. De cette manière, s'ils sont excités, ces modes auront beaucoup de pertes de propagation et ne seront pas visibles en sortie des dispositifs.

Une fois la largeur du strip fixée, son indice de réfraction doit être légèrement augmenté de manière à être plus élevé que celui du slab, car l'indice effectif du mode guidé avec confinement latéral est toujours inférieur à celui du slab (largeur infinie). Pour que le mode TM du guide d'onde slot soit parfaitement symétrique (maximisant ainsi la puissance dans l'oxyde), l'indice effectif du mode TM du strip seul doit coïncider avec l'indice effectif du mode TM du slab seul, comme illustré sur la figure 4.11.

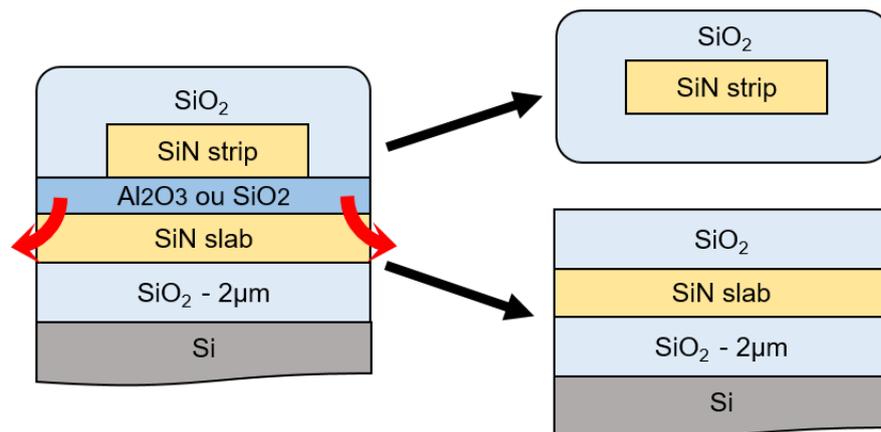


FIGURE 4.11 – Schéma en coupe d'un guide d'onde slot en SiN, et des guides d'onde strip et slab équivalents.

L'indice effectif du mode slab seul est calculé avec un solveur de modes 1D pour les polarisations TE et TM. Le guide d'onde slot complet est quant à lui simulé via un solveur de modes 2D implémenté sur Matlab en coordonnées cartésiennes et utilisant la méthode des différences finies [118]. Les conditions aux limites transparentes sont utilisées, et aucun moyennage d'indice n'est effectué aux interfaces du guide d'onde, permettant un calcul précis des indices effectifs. La figure 4.12 montre la fenêtre ainsi que le maillage choisis pour les simulations. Un pas fin (1 nm) est utilisé aux interfaces du guide d'onde. Les résultats pour les deux types de SiN sont donnés dans les sous-sections suivantes.

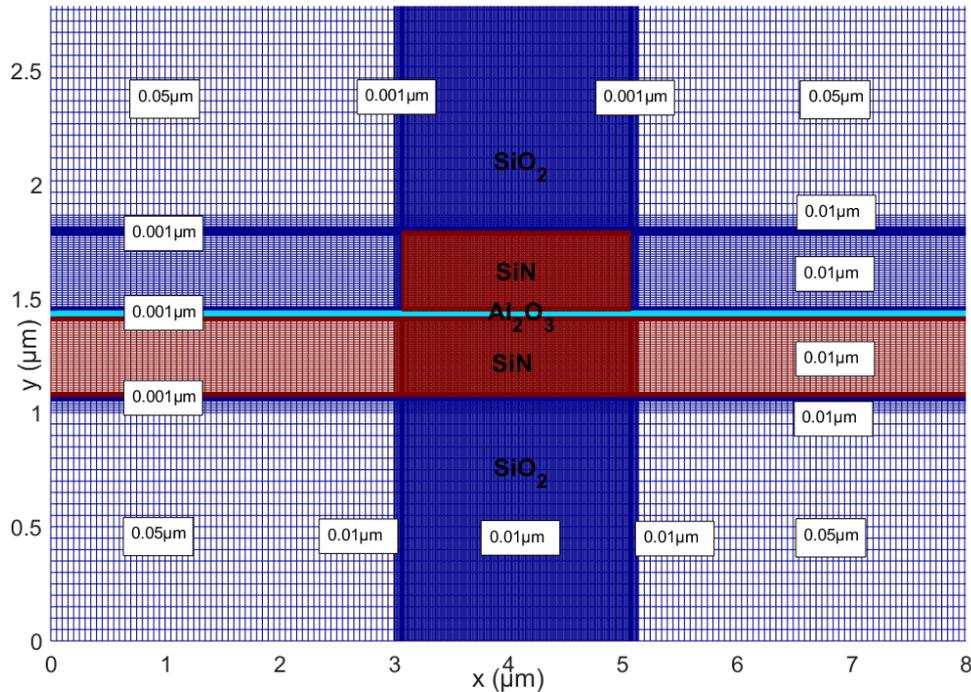


FIGURE 4.12 – Maillage utilisé pour la simulation des guides d'onde slots horizontaux par différences finies.

4.5.1.2 SiN fort indice

Une première plaque a été fabriquée à STMicroelectronics avec du SiN PECVD enrichi en silicium, avec un indice de réfraction $n=2.38$ à 1540 nm, et que nous qualifierons de "fort indice - ST". Ce SiN a été déposé afin de voir si un pourcentage plus important de silicium que dans le SiN standard ($n=1.91$) permettait de réduire le nombre de liaisons N-H, et donc les pertes autour de 1525 nm, particulièrement gênantes pour l'amplification optique. Pour ce SiN, l'indice effectif du mode TM du slab seul vaut $n=1.82$, et celui du mode TE $n=2.05$ (figure 4.13 (a)). La figure 4.13 (b) donne l'indice effectif du mode TM calculé pour le guide d'onde slot correspondant ainsi que les pertes associées en fonction de la largeur du strip supérieur. À mesure que la largeur est réduite, l'indice effectif se rapproche de la coupure ($n=2.05$) et les pertes augmentent.

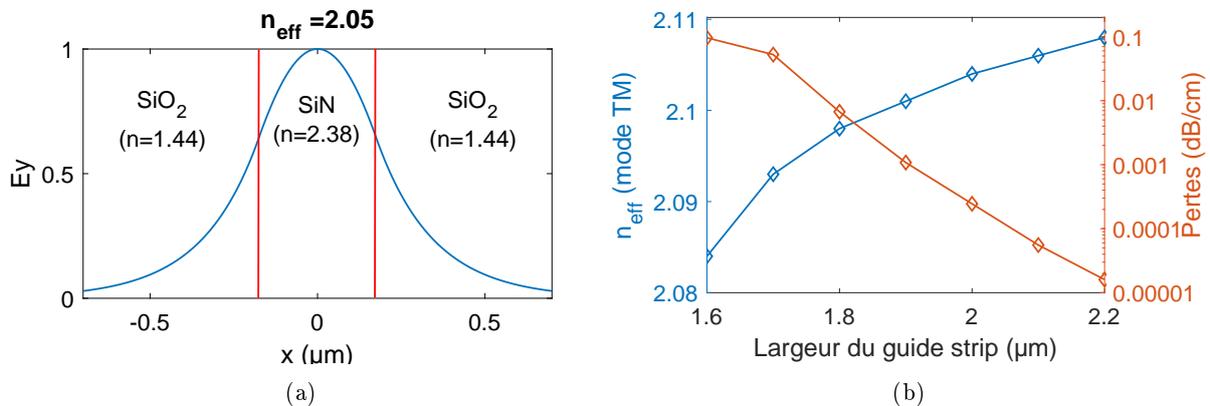


FIGURE 4.13 – (a) Profil de la composante E_y (correspondant au mode TE) du guide slab seul et calcul de l'indice effectif correspondant pour le SiN fort indice ST. L'indice de réfraction des guides d'onde strip supérieur et slab inférieur est $n=2.38$. (b) Indice effectif du mode TM et pertes associées en fonction de la largeur du guide strip supérieur.

La largeur du strip a finalement été fixée à $w = 2 \mu\text{m}$, afin de tenir compte des variabilités technologiques qui peuvent faire baisser l'indice effectif lors de la fabrication (largeur du strip

plus faible que $2\ \mu\text{m}$, épaisseur de l'oxyde plus élevée que $25\ \text{nm}$...). Cette largeur a également été utilisée pour le SiO_2 . La figure 4.14 donne le profil des modes fondamentaux TE et TM du guide slot pour une largeur de $2\ \mu\text{m}$, à $1540\ \text{nm}$ et $1480\ \text{nm}$. Le guide d'onde fonctionne pour les deux polarisations, et l'on peut voir que la lumière est bien confinée dans l'oxyde en polarisation TM (10% de la puissance se trouve dans l'oxyde pour le mode TM, contre 4.5% pour le mode TE).

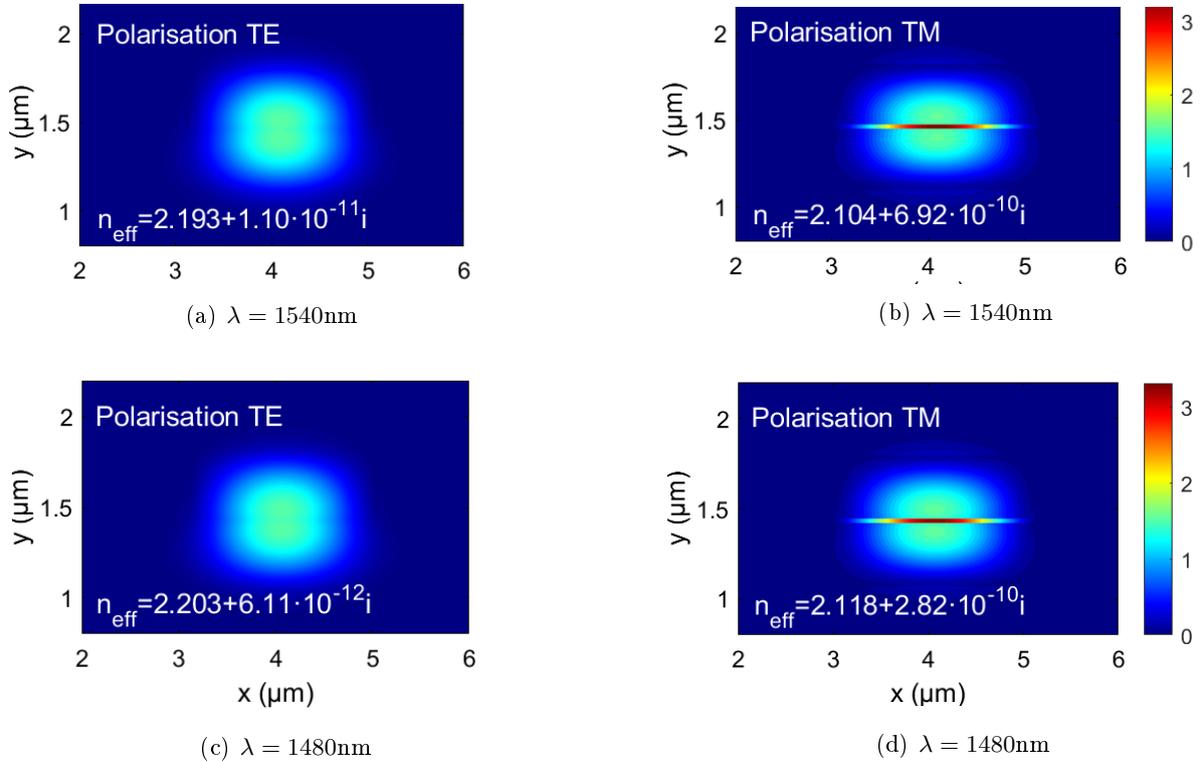


FIGURE 4.14 – Puissance optique dans le guide d'onde slot horizontal pour le SiN fort indice : mode (a) TE, $1540\ \text{nm}$ (b) TM, $1540\ \text{nm}$ (c) TE, $1480\ \text{nm}$ (d) TM, $1480\ \text{nm}$. L'épaisseur des couches de SiN est $e=350\ \text{nm}$, la largeur du guide d'onde strip supérieur est $l=2\ \mu\text{m}$.

D'autre part, le mode TM d'ordre 1 a un indice inférieur à la coupure, et présente donc des pertes élevées ($240\ \text{dB/cm}$, voir figure 4.15), ce ne sera donc pas gênant s'il est excité : sa puissance sera réduite de 99.6% après $1\ \text{mm}$ de propagation. La largeur étant fixée à $2\ \mu\text{m}$, il reste à calculer l'indice de réfraction du strip permettant d'obtenir un mode parfaitement symétrique. Numériquement, en polarisation TM, on obtient que l'indice effectif du strip seul est égal à celui du slab seul ($n=1.82$) lorsque $n=2.41$.

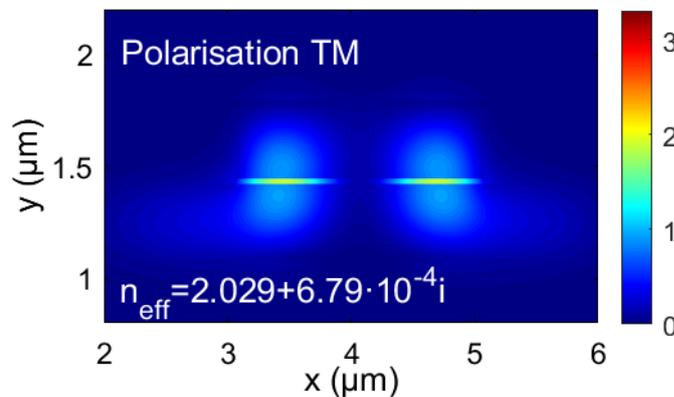


FIGURE 4.15 – Mode TM d'ordre 1 du guide d'onde slot horizontal à fort indice pour une largeur de strip de $2\ \mu\text{m}$. Les pertes associées sont de $240\ \text{dB/cm}$.

4.5.1.3 SiN standard

Une seconde plaque de SiN PECVD a été réalisée avec la recette classiquement utilisée par STMicroelectronics (voir la thèse de Sylvain Guerber, [12]), que nous qualifierons de "SiN standard - ST", et qui possède un indice de réfraction $n=1.91$ à 1540 nm. L'épaisseur du SiN déposé est également de 350 nm, et l'optimisation est faite de la même manière que pour le SiN fort indice.

L'indice effectif du mode TM du slab seul a été calculé à $n=1.57$, celui du mode TE à $n=1.65$ (4.16 (a)). La figure 4.16 (b) donne l'indice effectif et les pertes du mode TM du guide d'onde slot correspondant en fonction de la largeur du guide d'onde strip supérieur. Une largeur $w = 2 \mu\text{m}$ (gardée pour SiO_2) est également choisie pour éviter les fuites vers le slab malgré de possibles variations technologiques. La figure 4.17 donne le profil des modes fondamentaux TE et TM du guide slot pour une largeur de $2 \mu\text{m}$, à 1540 nm et 1480 nm. A nouveau, les modes d'ordre supérieur sont sous la coupure. L'indice de réfraction du guide d'onde strip permettant un mode symétrique est ici $n=1.96$.

Les dimensions des guides d'ondes slots étant désormais fixées, il reste à dessiner les structures permettant leur caractérisation.

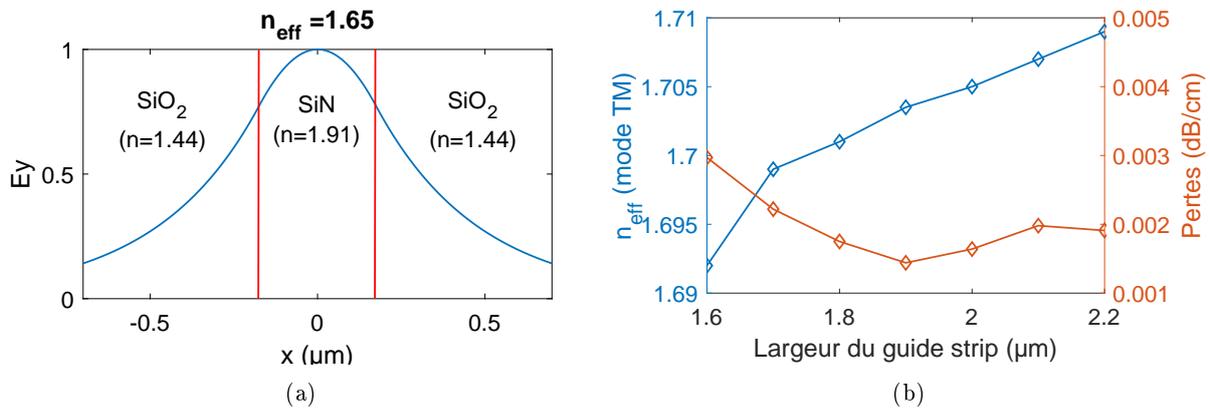


FIGURE 4.16 – (a) Profil de la composante E_y (correspondant au mode TE) du guide d'onde slab seul et calcul de l'indice effectif correspondant pour le SiN standard ST. Pour le guide d'onde strip supérieur et le guide d'onde slab inférieur, $n=1.91$. (b) Indice effectif du mode TM et pertes associées en fonction de la largeur du guide d'onde strip supérieur.

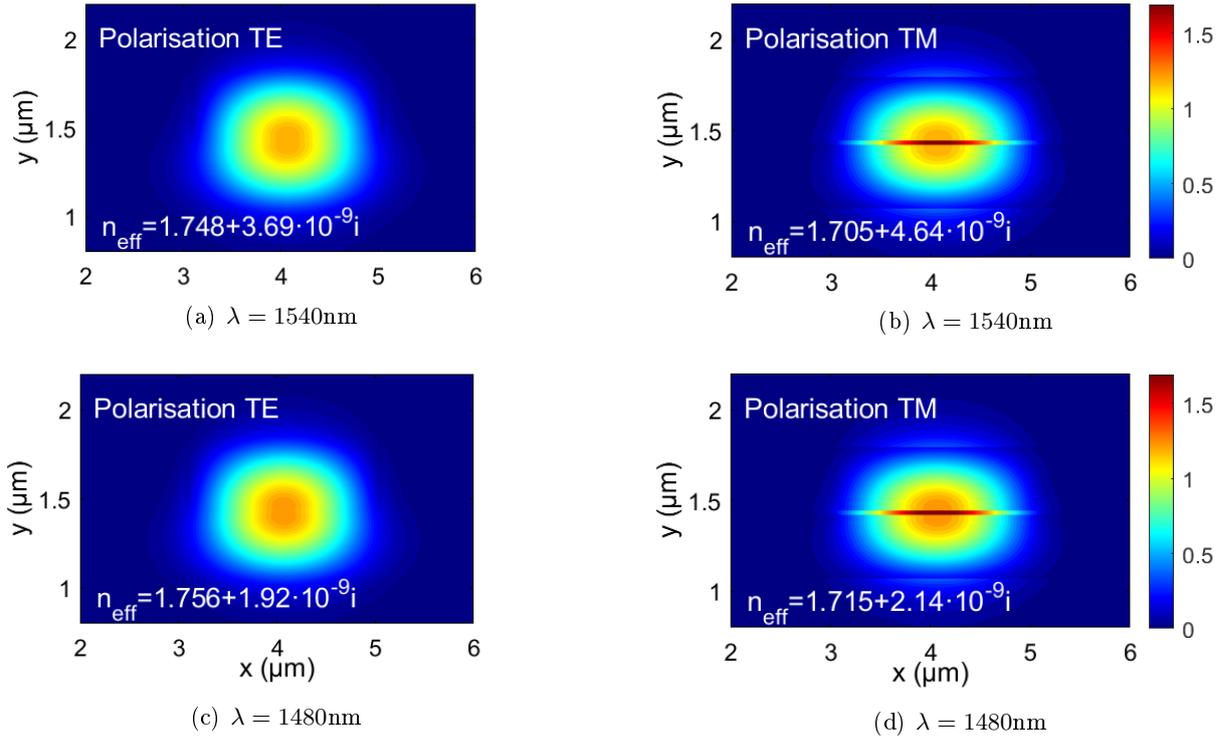


FIGURE 4.17 – Puissance optique dans le guide d’onde slot horizontal pour le SiN fort indice : mode (a) TE, 1540 nm (b) TM, 1540 nm (c) TE, 1480 nm (d) TM, 1480 nm. L’épaisseur des couches de SiN est $e=350$ nm, la largeur du guide d’onde strip supérieur est $l=2$ μm .

4.5.2 Structures pour la caractérisation des guides d’ondes slots

Deux types de structures ont été prévus pour la caractérisation des guides slots, dont la fabrication a été réalisée à l’INL : des guides d’ondes droits de différentes longueurs pour mesurer les pertes linéaires, et des anneaux résonants. Ces structures ont été dessinées pour une écriture par lithographie laser, qui sera présentée au Chapitre 5.

4.5.2.1 Structures pour la mesure des pertes

Les structures dessinées pour la mesure des pertes des guides d’ondes slots sont similaires à celles présentées à la section 4.3.2 : il s’agit de quatre guides ayant chacun deux virages de même rayon ($R = 75$ μm), avec une longueur différentielle de 0.8 cm, 1.2 cm, 1.6 cm et 2 cm (voir figure 4.18). Ces longueurs ont été choisies suffisamment élevées pour permettre la mesure de pertes de l’ordre du dB/cm tout en gardant une compacité suffisante nécessaire à la réalisation de tous les composants sur une même puce pour la caractérisation optique. L’injection de la lumière étant faite par couplage par la tranche (voir Chapitre 6), la longueur des sections droites avant et après les virages a été fixée à 3 mm, afin de permettre la clive manuelle des échantillons.

Le rayon de courbure doit être choisi suffisamment grand pour éviter les pertes radiatives. La simulation de la courbure des guides d’onde slots présentés à la section précédente a été effectuée avec le même solveur de mode en coordonnées cylindriques [117]. Les pertes de courbures deviennent inférieures à 0.1 dB/90° pour un rayon supérieur à 20 μm , donnant théoriquement des dispositifs compacts. Le rayon utilisé sur les motifs présentés ici a toutefois été choisi plus grand pour plusieurs raisons. En premier lieu, il s’agit de minimiser les pertes radiatives (celles-ci ont été calculées à moins de 0.05 dB/90° pour un rayon de 75 μm , et moins de 0.01 dB/90° pour un rayon de 150 μm). En second lieu, il s’agit d’assurer un motif stable avec la lithographie laser

car, comme nous le verrons au Chapitre 5, il est difficile de réaliser de petites structures avec le mode d'écriture choisi. C'est également pour cette raison que les composants ne comprennent pas de MMI.

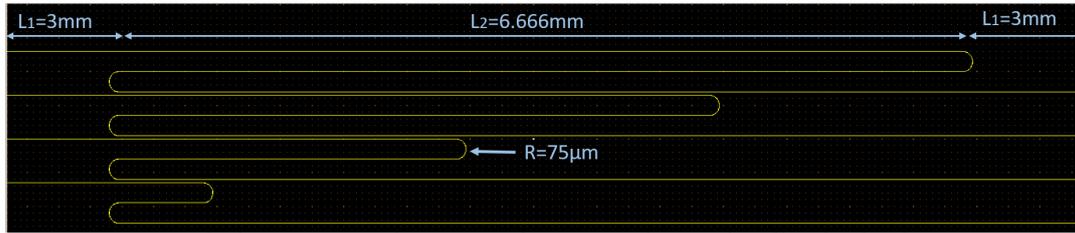


FIGURE 4.18 – Motifs dessinés pour la mesure des pertes des guides d'onde slot horizontaux fabriqués à l'INL.

Des structures semblables ont également été dessinées pour caractériser les différents types de SiN PECVD (SiN standard ST, SiN fort indice ST, et SiN déposé à l'INL, présenté au Chapitre 5). Les largeurs de guides sont toutefois plus fines, car elles ont été adaptées à la fabrication de guides d'onde strips monomodes. Après simulation des guides d'onde strips, cette largeur a été définie à $w = 0.75 \mu\text{m}$ pour le SiN fort indice, et $w = 1 \mu\text{m}$ pour le SiN standard. Ces guides d'onde étant plus fins que les slots, des transitions adiabatiques ont été ajoutées en entrée et en sortie afin de maximiser le couplage de la lumière lors de la caractérisation. Leur largeur initiale est de $4 \mu\text{m}$, et leur longueur de $150 \mu\text{m}$ (figure 4.19). Les rayons de courbures sont de $R = 55 \mu\text{m}$.

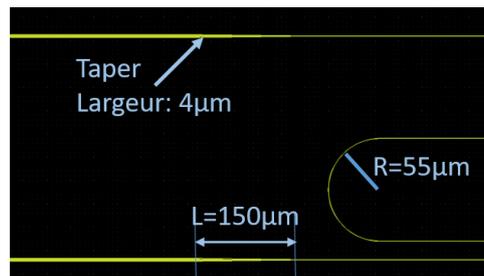


FIGURE 4.19 – Motifs dessinés pour la mesure des pertes des guides d'onde strips de SiN fabriqués à l'INL : zoom sur les transitions adiabatiques.

4.5.2.2 Anneaux résonants

Des anneaux résonants ont également été fabriqués pour la caractérisation des guides d'onde slots (figure 4.20). La lithographie laser étant instable pour la réalisation de petits anneaux, et afin de minimiser les pertes radiatives, le rayon de courbure a été fixé à $R = 150 \mu\text{m}$. Afin de faciliter l'écriture du motif, des "stades" ont été réalisés plutôt que des anneaux circulaires. Ces stades comprennent deux sections droites de même longueur, notée L_0 , qui séparent les deux sections courbes. Cette longueur a été fixée à $L_0 = 200 \mu\text{m}$, donnant un périmètre total de 1.34 mm.

Le dernier paramètre à définir est l'espacement (en anglais "gap") entre le stade et le guide d'onde permettant l'injection de la lumière : selon sa valeur, plus ou moins de lumière sera couplée dans l'anneau. Idéalement, le gap doit être choisi de manière à se placer au couplage critique. Pour un périmètre de 1.34 mm et des pertes de propagation de 4 dB/cm (correspondant à l'ordre de grandeur des pertes mesurées hors du pic N-H, pour $\lambda = 1600 \text{ nm}$, voir le Chapitre 6), le couplage critique est obtenu pour $\kappa^2 \approx 11.6\%$. Or, la puissance P transmise du guide d'onde droit d'injection vers l'anneau est donnée par :

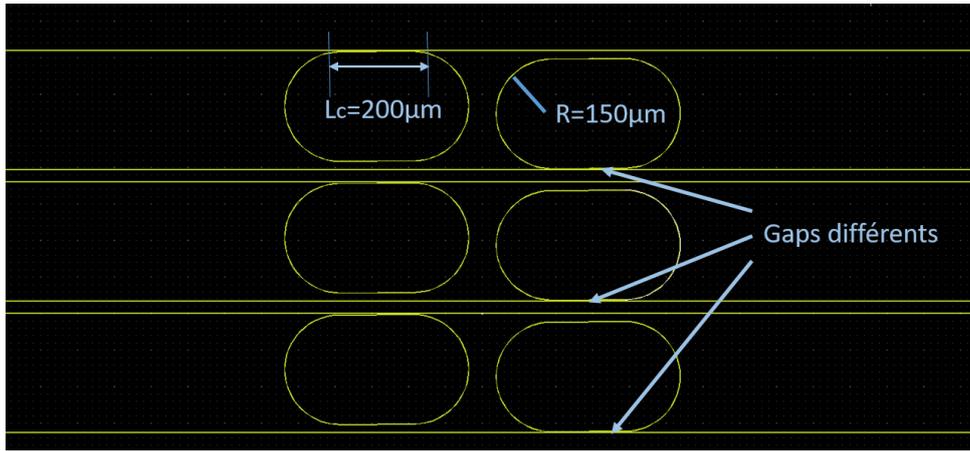


FIGURE 4.20 – Anneaux résonants en forme de stades dessinés pour la caractérisation des guides slots horizontaux.

$$P = \sin^2\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{L_0}{L_c}\right) \quad (4.3)$$

Où L_c est la longueur de couplage entre les deux guides d'onde, c'est à dire la longueur au bout de laquelle 100% de la puissance est transmise du guide d'entrée vers le stade. Elle peut être calculée à partir de la formule suivante :

$$L_c = \frac{\lambda}{2(n_p - n_i)} \quad (4.4)$$

Où n_p et n_i désignent l'indice effectif des modes pair et impair supportés par la structure constituée des deux guides d'onde au niveau de la zone de couplage. Ces indices effectifs varient avec l'espacement entre les deux guides d'onde. Pour le guide slot en SiN fort indice ST, avec 25 nm d' Al_2O_3 , et un espacement $\text{gap} = 600$ nm, on obtient $n_p = 2.0950$ et $n_i = 2.0941$ (figure 4.21). Avec l'équation (4.4), on en déduit $L_c = 887 \mu\text{m}$. Avec $L_0 = 200 \mu\text{m}$, cela correspond, d'après l'équation (4.3), à transférer 12% de la puissance dans l'anneau, ce qui est proche de la condition de couplage critique ($\kappa^2 = 11.6\%$). En pratique, il est difficile d'atteindre cette condition avec un seul anneau, du fait de la variabilité des procédés technologiques utilisés pour la fabrication. De plus, cette condition varie selon la longueur d'onde et les pertes associées. Une série de stades identiques mais avec des gaps différents allant de 200 nm à 1100 nm par pas de 50 nm a donc été dessinée.

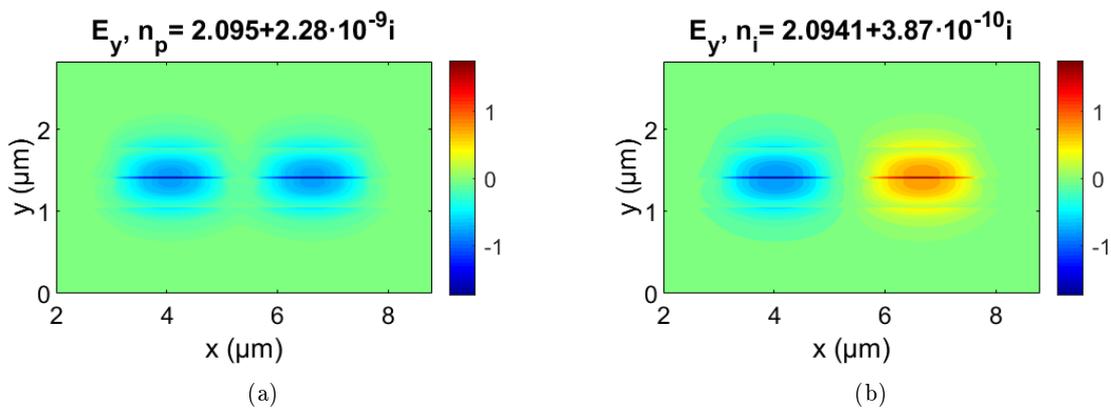


FIGURE 4.21 – Composantes TM des modes supportés par les guides d'onde slots en SiN fort indice ST (épaisseur SiN/ Al_2O_3 : 350nm/25 nm, indice SiN/ Al_2O_3 : 1.91/1.6) (a) mode pair (symétrique) et (b) mode impair (anti-symétrique).

La géométrie des guides d'onde et les structures permettant la caractérisation des guides d'onde slots horizontaux étant définis, l'étape suivante consiste à établir le processus de fabrication.

4.6 Conclusion

Dans cette section, nous nous sommes concentrés sur la conception et l'optimisation des différents dispositifs fabriqués durant cette thèse. Le but est, pour chaque dispositif, d'augmenter la pente de la transmission des anneaux résonants, afin de maximiser la sensibilité du gyroscope. Dans un premier temps, nous avons donc calculé les paramètres permettant de maximiser cette pente dans le cas d'un anneau all-pass. D'abord le coefficient de couplage, qui doit être sous couplé pour un all-pass seul, et au couplage critique s'il est couplé à un MZI, puis le périmètre de l'anneau, et enfin les pertes. Avec le niveau de pertes des guides d'ondes de STMicroelectronics, en SiN PECVD classique, une résolution de $1^\circ/s$ est attendue pour un anneau de $4.8 \times 4.8 \text{ mm}^2$. Nous avons ensuite optimisé le design d'un gyroscope basé sur un MZI couplé à un anneau de cette dimension sur le masque Actarus. Les pertes optiques étant un paramètre clé pour le développement de gyroscopes intégrés, nous avons présentés les différentes méthodes de dépôt du SiN existantes, et présentés des structures pour la caractérisation de SiN PECVD et PVD pouvant être déposé à STMicroelectronics.

Nous avons ensuite présenté une piste pour réaliser des guides d'ondes avec amplification optique afin de réduire les pertes de propagation effectives. Il s'agit de guides d'onde slots horizontaux semi-gravés en SiN, avec une couche d'oxyde (Al_2O_3 ou SiO_2) dopée à l'erbium dans laquelle la composante TM de la lumière est confinée. Nous avons détaillé le principe de fonctionnement de ces guides, et montré leurs avantages par rapport aux guides d'ondes classiques strips ou slots verticaux. Enfin, nous avons optimisé leur géométrie pour deux types de SiN PECVD déposés à STMicroelectronics, l'un "fort indice" avec un indice de réfraction $n=2.38$ à 1540 nm , l'autre "standard" avec $n=1.91$. Nous avons également présenté les motifs dessinés pour mesurer les pertes et les résonances de guides slots dans un premier temps passifs. Le chapitre suivant consistera à expliquer les procédés utilisés pour la fabrication du gyroscope sur le masque Actarus, et ceux développés pour la fabrication de guides d'ondes slots horizontaux à l'INL.

Chapitre 5

Fabrication des dispositifs

Le but de ce chapitre est de détailler les étapes de fabrication des différents dispositifs étudiés durant cette thèse. Dans un premier temps, nous décrirons la plateforme industrielle de STMicroelectronics, DAPHNE, qui a permis la fabrication complète du gyroscope basé sur un anneau résonant couplé à un MZI dessiné sur le masque Actarus, et des dispositifs employés pour la caractérisation des guides d'onde SiN présentés au Chapitre 5. Dans un second temps, nous détaillerons les étapes technologiques mises au point sur la plateforme NanoLyon de l'INL pour la preuve de concept d'amplificateurs optiques utilisant des guides d'onde de type slot horizontaux présentés au Chapitre 4. Il sera question des procédures de dépôt des matériaux passifs et du dopage à l'erbium des couches actives et l'étude de leurs propriétés optiques, de la lithographie laser et de la gravure ICP (Induced Coupled Plasma).

5.1 Plateforme photonique de STMicroelectronics

La plateforme DAPHNE (Datacom Advanced PHotonic Nanoscale Environment) est la plateforme photonique de STMicroelectronics, présentée dans cette section. Initialement conçue pour des applications de datacom, elle est également compatible avec le développement de capteurs photoniques, et permet la réalisation de puces à une échelle industrielle. Une description complète est donnée dans la référence [12].

Les plaques ("wafers") servant à la fabrication des dispositifs sont constituées d'un substrat en silicium de 300 mm de diamètre recouvert d'une couche de 2 μm de SiO_2 . Sur ce substrat, différentes couches de matériaux sont déposées, associées à un jeu de masques de photolithographie permettant la fabrication des guides d'ondes et des interconnexions métalliques (voir figure 5.1). Les motifs sont définis par photolithographie de type UV profond avec insolation à $\lambda = 248 \text{ nm}$. Le premier niveau intègre un circuit photonique en silicium de 300 nm d'épaisseur, incluant des composants passifs (réseaux de couplage, guides d'ondes), mais également actifs (modulateurs et photodiodes germanium).

Le second niveau est constitué d'une couche de SiN qui peut être déposée par PECVD ou PVD. Des guides d'onde de 600 nm d'épaisseur sont alors gravés par ICP (Inductively Coupled Plasma) puis encapsulés dans la silice avant d'être planarisés par CMP (Planarisation Mécanico-Chimique). Une seconde étape de gravure peut être réalisée, à nouveau complétée par une étape d'encapsulation et de CMP, portant l'épaisseur du SiN à 350 nm. Cela permet la conception d'autres types de composants (par exemple les guides d'onde "rib"). Le passage du circuit en silicium vers celui en SiN est effectué au moyen de transitions adiabatiques Si/SiN et SiN/Si. Les

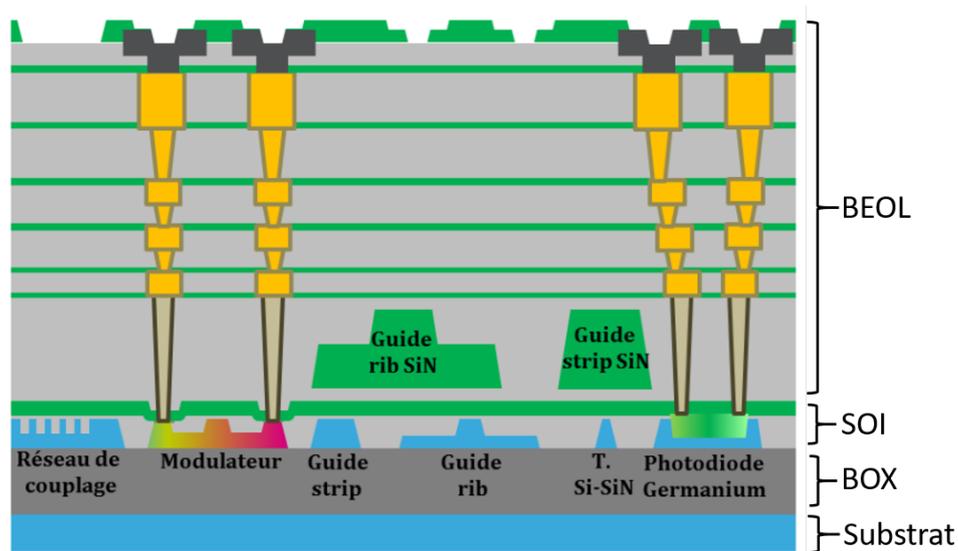


FIGURE 5.1 – Schéma en coupe d'une puce photonique fabriquée avec la plateforme DAPHNE. BEOL : Back-End Of Line (fin de ligne), SOI : Silicon-On-Insulator (Silicium sur oxyde), BOX : Buried Oxyde (oxyde enterré). Extrait de [12].

contacts métalliques sont ensuite réalisés sur le même niveau que le SiN, puis quatre couches de métaux sont déposées, permettant la finalisation de la puce.

Le gyroscope basé sur un anneau all-pass couplé à un MZI présenté à la section 4.2 implique tous les niveaux décrits, Si, SiN et métalliques, et a été fabriqué suivant le processus complet. La figure 5.2 montre une photographie au microscope optique du gyroscope ainsi fabriqué avant les étapes de dépôts métalliques. Les structures passives présentées à la section 4.3.2 (guides d'ondes pour mesurer les pertes, MZI asymétriques) ont en revanche été réalisées sur des plaques ne comprenant que le niveau en SiN, afin de limiter le coût de développement. L'épaisseur de SiO₂ séparant les guides d'ondes du substrat en Si est de 1.5 μm .

Les jeux de masques utilisés pour la photolithographie étant coûteux et le procédé de fabrication des plaques relativement long, les guides d'onde slots ont, quant à eux, été élaborés en laboratoire à l'INL.

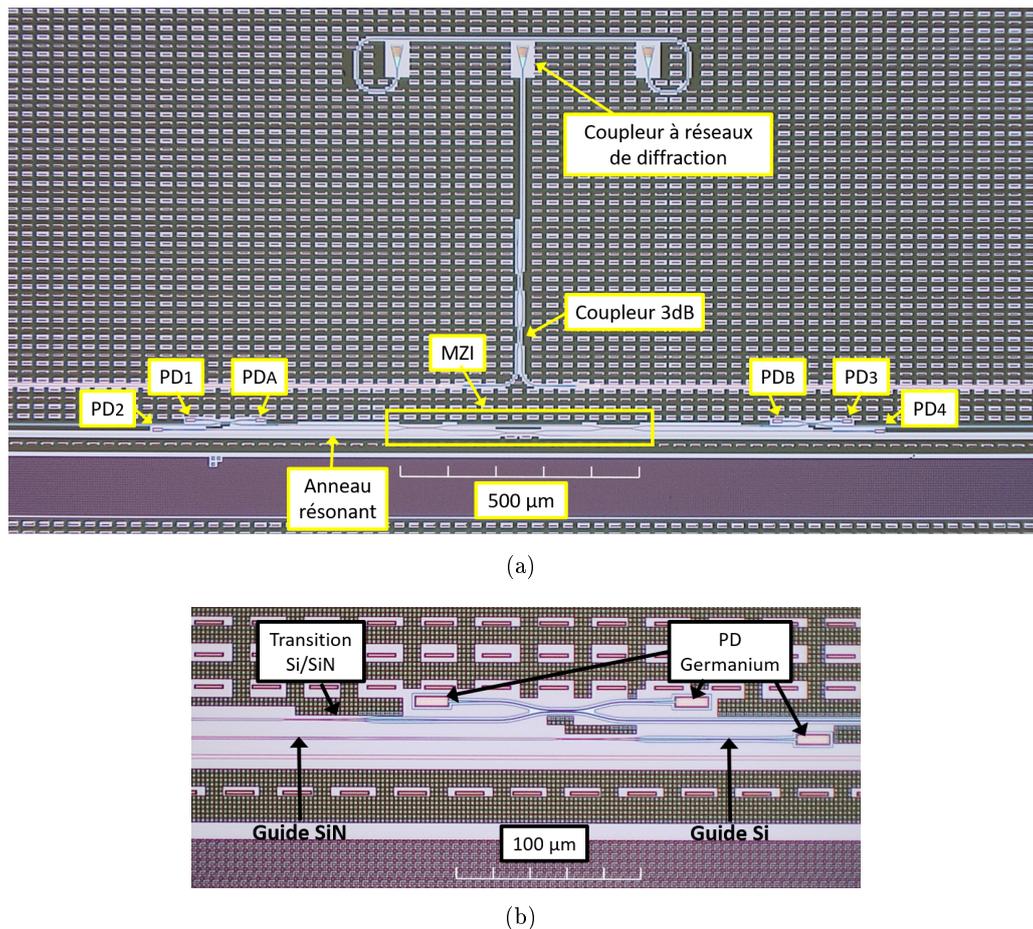


FIGURE 5.2 – Vue au microscope optique du gyroscope basé sur un anneau couplé à un MZI fabriqué par STMicroelectronics avant les dépôts de métaux. (a) Coupleur à réseaux de diffraction permettant l’injection de la lumière, coupleur 3 dB séparant la puissance en deux, photodiodes (PD), MZI et zone de couplage vers l’anneau. (b) Zoom sur les photodiodes et transitions Si/SiN.

5.2 Fabrication à l’INL : dépôts de matériaux

La première étape dans la fabrication des guides d’onde slots consiste à déposer une fine couche de SiO_2 ou Al_2O_3 sur les plaques de SiN fournies par STMicroelectronics. Il s’agit dans un premier temps de réaliser des structures passives afin de démontrer leur intérêt, puis d’utiliser de l’oxyde dopé erbium pour réaliser de l’amplification optique. Il est ensuite nécessaire de déposer une seconde couche de SiN pour former la structure slot horizontale, comme expliqué à la section 4.5.1. La méthode utilisée pour la réalisation de ces deux étapes est décrite dans cette section.

5.2.1 Dépôts d’oxydes par pulvérisation cathodique

Les couches minces d’oxyde des guides d’onde slots ont été déposées par pulvérisation cathodique radiofréquence (Alliance Concept AC 450). Le principe du dépôt est le même que celui détaillé pour le SiN PVD décrit à la section 4.3.1, et consiste à éjecter les atomes d’une cible métallique en la bombardant avec un plasma, une partie de ces atomes se redéposant ensuite sur l’échantillon. Le plasma est créé en appliquant une tension entre la cible et le support de l’échantillon dans la chambre contenant un gaz neutre [102]. L’ajout d’un gaz réactif, ici du dioxygène, le fait réagir avec les atomes métalliques éjectés, permettant la formation d’oxyde à la surface de l’échantillon. Le dioxygène va également oxyder la cible, créant une tension positive à sa surface, ce qui va repousser les ions positifs incidents. De ce fait, il est nécessaire d’utiliser une tension

alternative radiofréquence, permettant de neutraliser périodiquement ces charges positives avec les électrons du plasma, assurant ainsi la continuité du dépôt [119].

D'autres techniques sont compatibles avec le procédé industriel CMOS pour réaliser le dépôt d'oxyde, notamment le dépôt par couche mince atomique ("Atomic Layer Deposition", ou ALD). Cependant, la pulvérisation cathodique a été choisie, car il s'agit d'une technique de dépôt simple et bon marché [102], utilisée à STMicroelectronics, et avec des recettes déjà optimisées à l'INL. Chaque dépôt présenté dans cette section a été effectué sur les deux types de SiN (standard ST et fort indice ST, voir section 4.5).

5.2.1.1 SiO₂ et Al₂O₃

Les dépôts d'oxyde non dopé ont été réalisés en suivant les recettes déjà étalonnées à l'INL, à température ambiante, car le bâti utilisé ne permet pas de chauffer le substrat. La seule source de chaleur est donc le plasma lui-même, et la température du dépôt a été évaluée à $T \approx 45^\circ\text{C}$. Le dépôt de SiO₂ est effectué avec une cible de silicium, celui d'Al₂O₃ avec une cible d'aluminium, et les gaz utilisés sont l'argon et le dioxygène.

La vitesse et la nature du matériau déposé dépendent fortement du flux d'O₂ dans la chambre (voir figure 5.3). Si le flux est faible le dépôt est métallique, avec l'oxygène adsorbé à la surface du film déposé, et la vitesse de dépôt est élevée (état (1)). Lorsque le flux d'O₂ est porté au-delà d'une certaine valeur critique, le film ne peut plus absorber davantage d'oxygène, et la cible commence à s'oxyder, faisant chuter le courant de décharge (état (2)). La quantité d'aluminium disponible pour réagir avec l'oxygène dans la chambre chute, et la vitesse de dépôt avec elle. Augmenter encore le flux d'oxygène n'a ensuite plus d'influence sur ces paramètres. En revanche, si le flux est à nouveau diminué, il existe un hystérésis pour revenir dans l'état (1). En se plaçant au point critique entre les états (1) et (2), il est possible de déposer de l'oxyde à une vitesse élevée [119]. Cependant, cet état intermédiaire est instable et la vitesse de dépôt peu reproductible. De plus, les épaisseurs que l'on cherche à déposer sont faibles. On utilise donc un flux d'O₂ élevé afin de se placer dans la zone de saturation (5 sscm pour SiO₂, 6 sscm pour Al₂O₃). Le débit d'argon n'est, quant à lui, pas contrôlé sur ce bâti, c'est la pression de travail qui est réglée ($Pr = 5 \cdot 10^{-3}$ mbar).

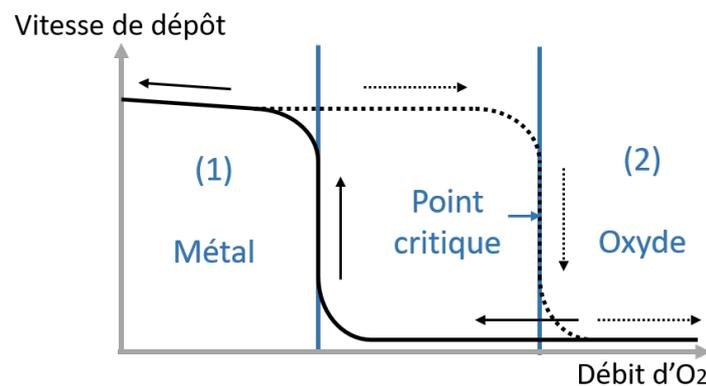


FIGURE 5.3 – Courbe en hystérésis de la vitesse de dépôt d'oxyde par pulvérisation cathodique.

L'épaisseur e des couches a été contrôlée par réflectométrie. Pour SiO₂, une épaisseur $e = 40 \pm 5$ nm a été obtenue après 5 minutes de dépôt. Pour Al₂O₃, deux couches ont été déposées, l'une d'épaisseur $e = 15 \pm 5$ nm (durée 10 minutes), la seconde d'épaisseur $e = 25 \pm 5$ nm (durée 20 minutes). L'indice de réfraction à $1.54 \mu\text{m}$ est $n = 1.6$. Le profil de la couche d'Al₂O₃ de 25 nm a été mesuré par microscope à force atomique (AFM), montrant une faible rugosité de la couche (figure 5.4).

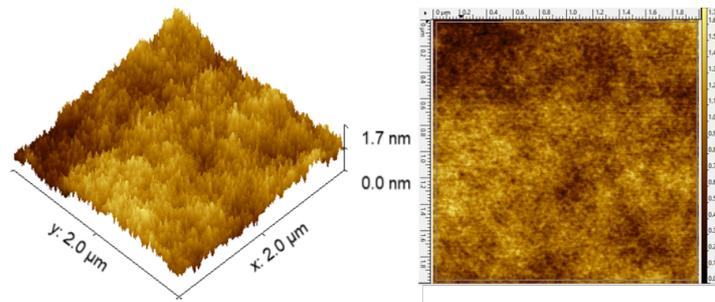


FIGURE 5.4 – Profil AFM de la couche de 25 nm d' Al_2O_3 déposée par pulvérisation cathodique. La rugosité RMS est de 0.2 nm, et maximum de 1.7 nm.

5.2.1.2 $\text{SiO}_2:\text{Er}$ et $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Er}$

Les couches d'oxyde dopé erbium ont également été déposées par pulvérisation cathodique. Il existe des bâtis de pulvérisation permettant de bombarder plusieurs cibles lors d'un même dépôt, afin de co-déposer plusieurs matériaux dans une même couche : c'est ce qu'on appelle le "co-sputtering". Dans le cas de l' $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Er}$ ou $\text{SiO}_2:\text{Er}$, l'utilisation simultanée d'une cible d'erbium et d'aluminium ou de silicium permet en particulier d'ajuster le pourcentage d'erbium dans la couche déposée (voir par exemple [120], [121]). Dans le cas des bâtis utilisés durant cette thèse, plusieurs cibles peuvent être installées en même temps ; cependant, il n'est possible d'en utiliser qu'une seule à la fois. Afin d'obtenir l'oxyde dopé erbium, on utilise donc une cible métallique déjà dopée (silicium dopé erbium, ou aluminium dopé erbium). Cela permet en outre de s'assurer que la concentration d'erbium sera la même d'un dépôt à l'autre.

$\text{SiO}_2:\text{Er}$:

Un dépôt de $\text{SiO}_2:\text{Er}$ a été réalisé à partir d'une cible de Si:Er déjà à disposition à l'INL, afin de comparer l'efficacité de l' $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Er}$ par rapport à $\text{SiO}_2:\text{Er}$. La cible contient 4% d'erbium (pourcentage massique, noté wt.%). La quantité d'erbium étant faible, le même bâti et la même recette que pour le dépôt de SiO_2 ont été utilisés. L'épaisseur obtenue est $e \approx 55$ nm. Afin d'activer la diffusion de l'erbium, un recuit de 1 h à $T = 900^\circ\text{C}$ a ensuite été effectué sous azote, comme recommandé dans [101].

$\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Er}$:

L'activation de l'erbium étant influencée par la température du dépôt [102], un autre bâti, permettant de chauffer le substrat lors du dépôt, a été utilisé pour les couches d' $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Er}$ (voir figure 5.5).

Théoriquement, plus la concentration d'erbium est élevée, plus le signal pourra être amplifié efficacement. En réalité, lorsque le dopage devient trop important, les ions Er^{3+} échangent de l'énergie entre eux ou avec des impuretés présentes dans la couche (phénomène de "quenching"), réduisant le gain atteignable [121]. Dans la littérature, une concentration de l'ordre de $N_{Er} = 10^{-20}$ atomes par cm^3 est typiquement utilisée pour la réalisation des guides d'onde [102], [120], [121]. Une concentration $N_{Er} = 2 \cdot 10^{-20}$ at./ cm^3 a été visée ici. Le pourcentage atomique correspondant est donné par ([122], [123]) :

$$\text{at.\%Er} = 100 \cdot N_{Er} \frac{M_{\text{Al}_2\text{O}_3}}{2\rho_{\text{Al}_2\text{O}_3} \cdot N_A} \quad (5.1)$$

Où $M_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 102$ g/mol est la masse molaire de l'alumine, $\rho_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 3.97$ g/ cm^3 sa masse volumique, et $N_A = 6.02 \cdot 10^{23}$ mol $^{-1}$ est la constante d'Avogadro. Ce pourcentage peut être converti en pourcentage massique selon la relation :

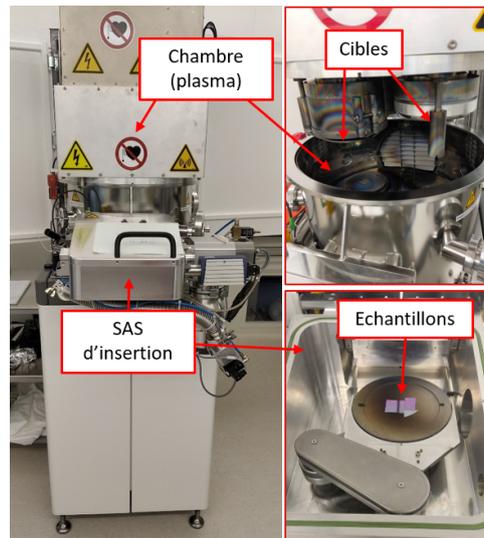


FIGURE 5.5 – Bâti AC 450 utilisé pour le dépôt d' $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Er}$ par pulvérisation cathodique.

$$wt.\%Er = \frac{2M_{Er} \cdot (at.\%Er)}{2M_{Er} \cdot (at.\%Er) + M_{\text{Al}_2\text{O}_3} \cdot (100 - at.\%Er)} \quad (5.2)$$

Le facteur 2 au numérateur de l'équation (5.2) est dû au fait que chaque maille d' Al_2O_3 contient deux atomes d'aluminium qui peuvent être remplacés par l'erbium. Numériquement, on obtient $at.\%Er = 0.43\%$ et $wt.\%Er = 1.4\%$.

Une cible d'aluminium avec 1.4 wt.% massique d'erbium a donc été commandée. A nouveau, la recette utilisée pour le dépôt d' $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Er}$ est la même que celle de l' Al_2O_3 et a déjà été étalonnée antérieurement à l'INL. L'épaisseur des couches obtenues a également été contrôlée par réflectométrie après dépôt sur un échantillon témoin de silicium, comme le montre la figure 5.6. Cette technique consiste à mesurer l'intensité réfléchie par une couche donnée à différentes longueurs d'onde. Comme pour l'ellipsométrie, l'épaisseur de la couche est alors déterminée grâce à un modèle optique.

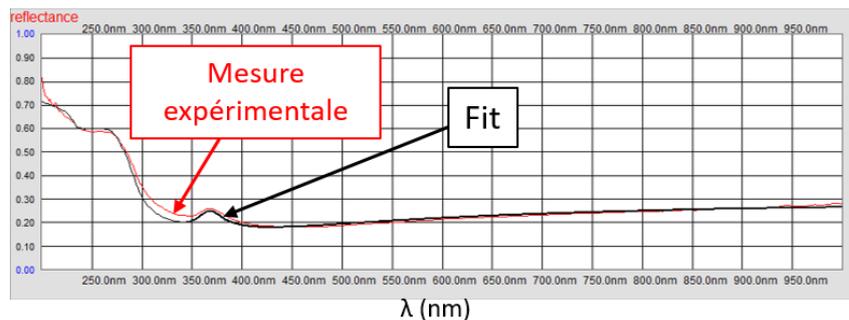


FIGURE 5.6 – Mesure au réflectomètre de l'épaisseur de la couche d' $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Er}$ sur témoin en silicium. La courbe rouge correspond à la courbe expérimentale de réflectance et la courbe noire à l'ajustement (fit) effectué en ajustant l'épaisseur de la couche.

Trois dépôts différents d' $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Er}$ d'une durée de 18 minutes ont ainsi été effectués (voir tableau 5.1). La figure 5.6 montre, à titre d'exemple, l'ajustement réalisé sur la réflectance de la première couche, dont l'épaisseur a été extraite à ≈ 37 nm. Lors des dépôts, un débit de 6 sccm d' O_2 pour 80 sccm d'Ar a été utilisé. Afin d'améliorer l'efficacité de l'erbium, deux des dépôts ont été effectués à une température $T \approx 600^\circ\text{C}$, comme dans [106]. Deux des échantillons ont d'autre part été recuits à $T = 800^\circ\text{C}$ pendant 30 minutes sous azote, comme recommandé dans [102].

	Température de dépôt	Épaisseur de la couche	Recuit
Echantillon 1	Température ambiante	$e \approx 57$ nm	$T = 800^\circ\text{C}$ $t = 30$ min, Sous N_2
Echantillon 2	$T \approx 600^\circ\text{C}$	$e \approx 44$ nm	Non recuit
Echantillon 3	$T \approx 600^\circ\text{C}$	$e \approx 37$ nm	$T = 800^\circ\text{C}$ $t = 30$ min, Sous N_2

TABLE 5.1 – Température de dépôt et recuit et épaisseur des couches d' $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Er}$ lors des trois dépôts d' $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Er}$.

Une fois les couches d'oxyde déposées, une seconde couche de SiN doit être déposée sur les échantillons afin de former la structure slot, comme détaillé dans la sous-section suivante.

5.2.2 Dépôt de SiN par PECVD

Après dépôt de la couche d'oxyde sur les plaques de SiN fournies par STMicroelectronics, une seconde couche de SiN a été déposée par PECVD à l'INL. Deux recettes ont été développées afin d'atteindre un indice de réfraction proche de celui des deux plaques de SiN (standard : 1.91 et fort indice : 2.38).

5.2.2.1 Méthode

La figure 5.7 montre le bâti Oxford utilisé pour les dépôts par PECVD à l'INL. Dans un premier temps, la température du substrat où sont placés les échantillons est portée à $T = 300^\circ\text{C}$. La chambre est ensuite mise sous vide, puis nettoyée avec un plasma de CF_4/O_2 , et enfin passivée avec un premier dépôt de SiN à vide (≈ 150 nm, sans échantillon). Cette étape permet d'éviter que l'échantillon ne soit contaminé par d'éventuels polluants présents sur les parois du bâti pendant le dépôt. Le dépôt de SiN est ensuite effectué sur l'échantillon d'intérêt, systématiquement accompagné d'un échantillon témoin en silicium pour contrôler l'indice de réfraction et l'épaisseur de la couche obtenue par des mesures d'ellipsométrie ou de réflectométrie. Entre chaque dépôt de SiN, le bâti est nettoyé avec un plasma de CF_4/O_2 afin de limiter l'épaisseur de la couche de SiN déposée sur les parois du bâti. En effet, il a été observé qu'au-delà de ≈ 500 nm, le SiN présent sur les parois commence à se décoller, générant des poussières indésirables à la surface de l'échantillon. Les recettes utilisées pour chaque type de SiN sont présentées dans les sous-sections suivantes. La partie réelle n et imaginaire k de l'indice de réfraction des couches déposées sont obtenues par ellipsométrie.

5.2.2.2 SiN standard

Les premiers dépôts ont été réalisés en adaptant des recettes de SiN déjà testées avec le bâti de PECVD de l'INL. Trois gaz sont utilisés pour le dépôt : l'ammoniac NH_3 , le silane SiH_4 , ici dilué à 10% dans de l'hydrogène, et le diazote N_2 . L'indice de réfraction est modifié en faisant varier le ratio SiH_4/NH_3 . La figure 5.8 (a) donne la partie réelle de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde λ obtenue pour trois dépôts avec un débit de SiH_4 de 250, 300 et 350 sccm, les autres paramètres du dépôt étant constants par ailleurs. On constate que plus le débit de SiH_4 est élevé, plus n est élevé, car la couche est de plus en plus riche en silicium. La figure 5.8 (b) donne la partie imaginaire k de l'indice de réfraction des trois couches déposées.

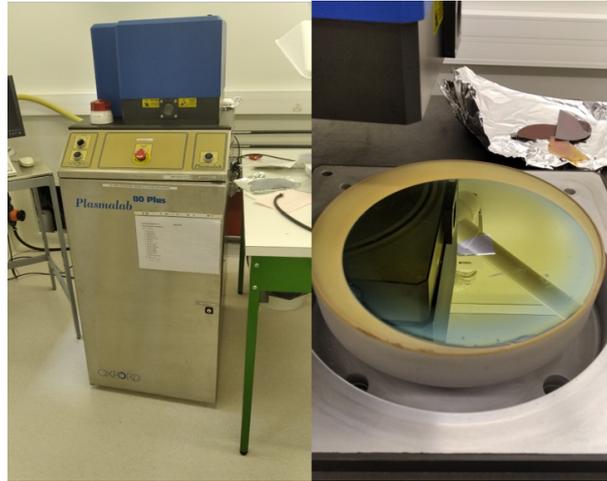


FIGURE 5.7 – Photographie du bâti de PECVD utilisé à l'INL. À droite, le bâti est ouvert, les échantillons sont placés sur le substrat chauffé à 300°C.

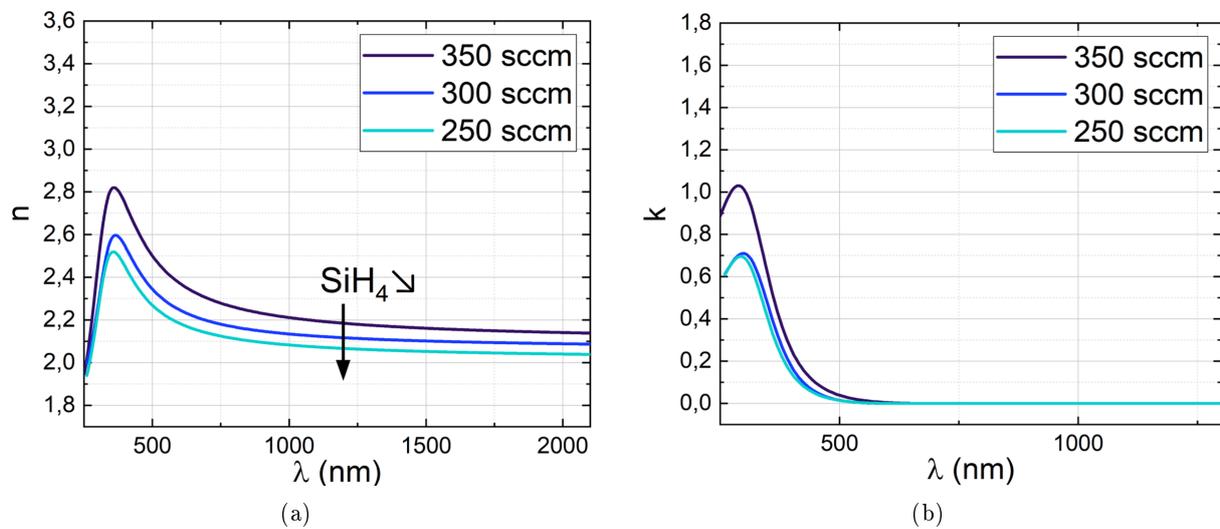


FIGURE 5.8 – Courbes de dispersion du SiN PECVD déposé à l'INL mesurées par ellipsométrie pour différents débits de silane : (a) partie réelle de l'indice de réfraction n , (b) partie imaginaire k .

Lorsque la teneur en silicium augmente, la valeur de k s'annule pour une longueur d'onde plus élevée, ce qui signifie que le matériau devient absorbant à plus basse énergie.

La recette gardée pour le SiN standard à l'INL est celle d'indice de réfraction 2.1 à 1.54 μm (correspondant au débit de SiH_4 de 300 sccm). Cet indice est plus élevé que celui établi à la section 4.5.1 car, suite à un problème de calibration du banc d'ellipsométrie, les indices de réfraction obtenus ont dans un premier temps été sous-estimés. L'épaisseur de la couche de SiN déposée à l'INL a alors été légèrement abaissée par rapport à celle de la couche inférieure déposée à STMicroelectronics, afin de maintenir la symétrie du mode. Cette épaisseur peut varier selon le dépôt. Plusieurs tests ont donc été effectués, en contrôlant l'épaisseur par ellipsométrie, par profilométrie après gravure du guide d'onde (non encapsulé), ou encore par image MEB. Pour un temps de dépôt de 4 minutes, celle-ci a été établie à $e = 325 \pm 25$ nm. De même, l'indice de réfraction à 1.54 μm a été établi à $n = 2.1 \pm 0.05$. Le tableau 5.2 résume les conditions utilisées pour le dépôt PECVD du SiN standard à l'INL.

5.2.2.3 SiN fort indice

Dans le cas du SiN fort indice, un indice de réfraction proche de 2.4 est visé. Cependant, il est dangereux de trop augmenter la quantité de SiH_4 , car il s'agit d'un gaz fortement inflammable.

Débit des gaz	Puissance du générateur	Température	Pression	Durée
SiH ₄ = 300 sccm NH ₃ = 7 sccm N ₂ = 280 sccm	P = 70 W	T = 300°C	Pr = 1.5 Torr	t = 4 min

TABLE 5.2 – Paramètres de la recette utilisée pour le dépôt PECVD du SiN standard - INL.

Il n'est donc pas possible d'atteindre $n=2.4$ avec la recette précédente. Les débits de NH₃ et N₂ ont donc été réduits, et la puissance et pression du dépôt adaptées. Les paramètres du dépôt sont donnés dans le tableau 5.3. Comme pour le SiN standard INL, l'indice de réfraction obtenu est légèrement supérieur à celui défini à la section 4.5.1 et vaut $n=2.52 \pm 0.05$ à 1.54 μm (figure 5.9 (a)). La partie imaginaire k s'annule pour une longueur d'onde plus élevée que le SiN standard - INL (figure 5.9 (b)), $\lambda = 905$ nm, du fait de la forte teneur en silicium de la couche. Pour une épaisseur de $e = 325 \pm 25$ nm, la durée du dépôt est cette fois-ci de 12 minutes.

Débit des gaz	Puissance du générateur	Température	Pression	Durée
SiH ₄ = 300 sccm NH ₃ = 4 sccm N ₂ = 200 sccm	P = 20 W	T = 300°C	Pr = 1 Torr	t = 12 min

TABLE 5.3 – Paramètres de la recette utilisée pour le dépôt PECVD du SiN fort indice - INL.

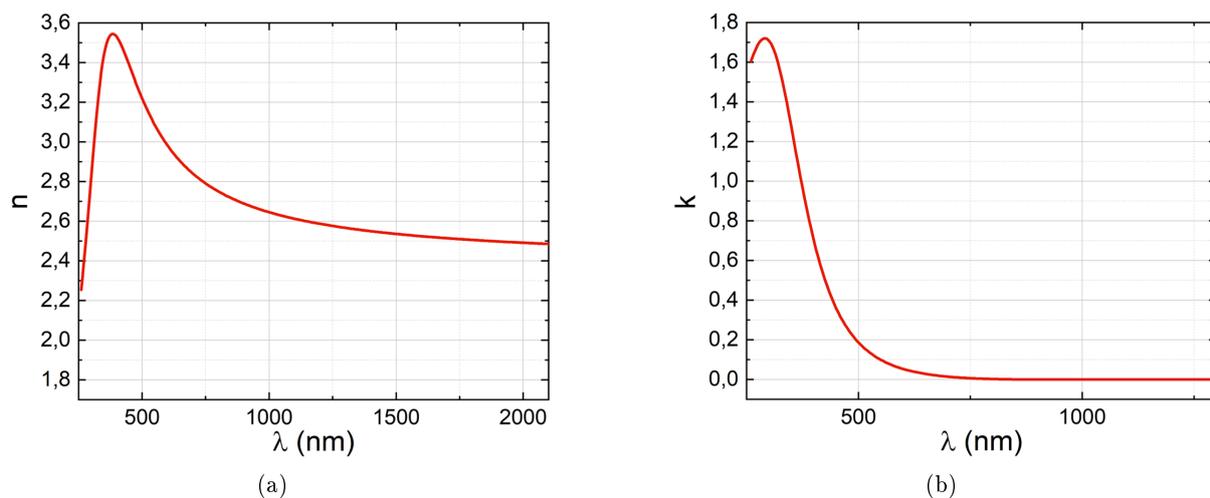


FIGURE 5.9 – Courbe de dispersion du SiN PECVD fort indice déposé à l'INL mesurée par ellipsométrie : (a) partie réelle de l'indice de réfraction n , (b) partie imaginaire k .

Une fois les couches de SiN déposées, la structure slot est complète ; il reste alors à dessiner les motifs des guides d'onde puis à les graver.

5.3 Lithographie laser

Pour dessiner les motifs des guides d'onde sur un échantillon, on peut utiliser de la photolithographie, qui consiste à insoler une résine photosensible à travers un masque physique, comme cela est fait à STMicroelectronics. Cela implique néanmoins de créer un nouveau masque à chaque fois que le motif à insoler doit être modifié. Par ailleurs, les outils disponibles à l'INL ne permettent pas d'atteindre une résolution inférieure au micromètre avec cette technique. Les premiers guides d'onde réalisés à l'INL utilisaient donc une lithographie électronique (ebeam) avec une résolution suffisante pour obtenir des largeurs de l'ordre de 500 nm dans le cas de guide d'onde strip sur silicium. Cependant, le champ d'écriture étant limité à 100 μm , les problèmes de

raccordement de champ ("stitching") induisent des décalages de 10 nm des motifs, provoquant la diffraction de la lumière et son couplage sur des modes d'ordres supérieurs à fuites. Cela a pour effet d'entraîner des pertes de propagation supplémentaires et des interférences se traduisant par des oscillations marquées sur les spectres expérimentaux. Afin de s'affranchir de ces problèmes, nous nous sommes orientés vers une technique de lithographie laser en mode vectoriel, avec une résolution nécessaire à la réalisation de guide d'ondes en SiN d'une largeur de l'ordre de 600 nm sans stitching. Dans ce cas, c'est une platine qui se déplace sous une tête laser pour insoler la résine selon un motif prédéfini : il s'agit alors d'un masque virtuel, qui peut être modifié à chaque insolation. Le développement de cette technique est expliqué dans cette section.

5.3.1 Principe de fonctionnement

La lithographie laser Heidelberg μ pg101 (figure 5.10 (a)) a permis d'insoler les motifs des guides d'ondes présentés à la section 4.5.2. Le laser a une longueur d'onde $\lambda = 375$ nm et un profil gaussien de largeur 600 nm, et permet donc l'insolation de guide d'onde de la même largeur. La précision de la largeur obtenue dépend cependant de différents paramètres, tels que la puissance et le focus du laser, comme détaillé dans cette section. Les échantillons utilisés, clivés manuellement, ont une dimension d'environ 2.5×2.5 cm². Il s'agit soit directement des plaques fournies par STMicroelectronics pour la fabrication de guides d'onde strips en SiN, soit de la structure slot complète. Ils sont ensuite nettoyés dans un bain d'acétone (15 min) suivi d'un bain d'éthanol (15 min) dans une cuve à ultrasons. Afin d'éliminer un maximum des poussières générées par la clive des échantillons, ils sont placés à la verticale lors du nettoyage, permettant aux poussières de tomber au fond du bain.

La résine utilisée est une résine négative, la MaN 2403, qui a une épaisseur de 300 nm et doit permettre la réalisation de petits motifs. Elle est étalée de manière homogène sur l'échantillon avec une tournette (durée 30 s, vitesse 3000 tr/min, voir figure 5.10 (b)), puis recuite à $T=90^\circ\text{C}$ pendant 1 minute. Après insolation par le laser, les motifs sont révélés par immersion dans un développeur (MaD 525) pendant 35 s. La figure 5.11 résume les étapes requises pour le tracé des motifs par lithographie laser.

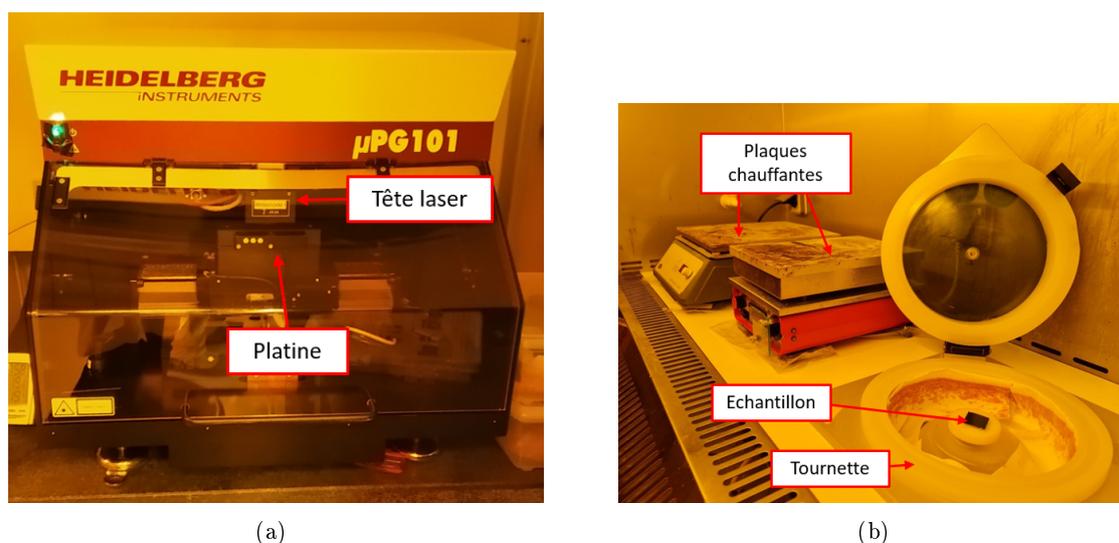


FIGURE 5.10 – (a) Photographie de la lithographie laser Heidelberg μ pg101 utilisée à l'INL. (b) Photographie de la tournette utilisée pour étaler la résine sur les échantillons.

Lors de l'insolation, deux paramètres doivent être réglés : la puissance du laser et son focus. Si la puissance du laser est insuffisante, la résine n'est pas suffisamment exposée pour changer d'état

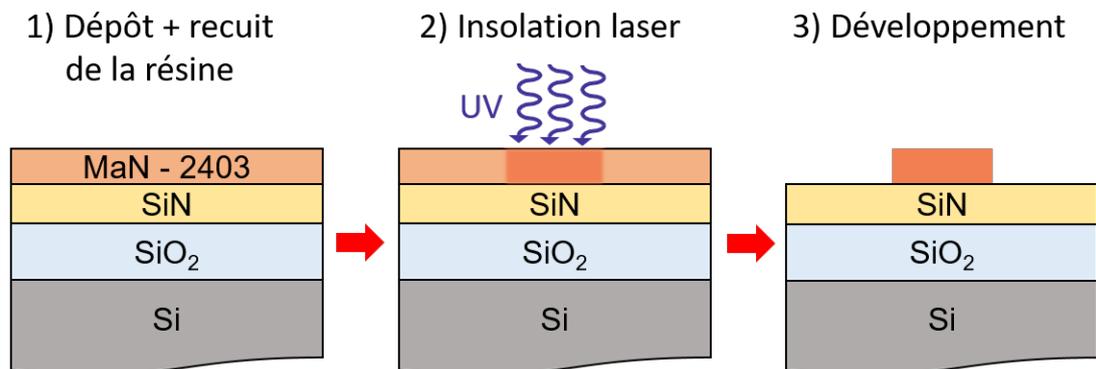


FIGURE 5.11 – Schéma du tracé du motif d'un guide d'onde dans la résine par lithographie laser.

au passage du laser. Lors du développement, elle sera en partie retirée au niveau des motifs, laissant une épaisseur inférieure à 300 nm et conduisant à des largeurs de guides d'onde trop fines. Si au contraire, la puissance est trop importante, la largeur des guides d'onde augmente en conséquence. Au delà d'un certain seuil, la résine brûle et devient rugueuse. Le focus correspond à la mise au point du laser au niveau de l'échantillon. Il s'agit d'un focus pneumatique, ajusté au moyen d'un capteur de pression et d'un système de contrôle piezoélectrique. Si le focus est mal ajusté, le faisceau laser sera elliptique, conduisant à une anisotropie spatiale des motifs dessinés. D'autre part, plus le focus sera éloigné de la bonne valeur, plus l'angle des flancs des guides d'onde dessinés sera important. Lorsqu'il devient trop éloigné de la bonne valeur, la puissance surfacique du laser devient insuffisante et les motifs ne sont plus visibles. Il est donc important de régler la puissance et le focus, dont l'optimisation sera donnée dans la section suivante.

5.3.2 Optimisation des conditions d'insolation

Deux modes d'écriture sont possible avec la lithographie laser $\mu\text{pg}101$: le mode "matriciel" (GDS) ou le mode "vectoriel" (GBX ou mode "Gerber"). Une fois le mode d'écriture sélectionné, il est nécessaire d'optimiser les conditions d'insolation (puissance et focus).

5.3.2.1 Mode matriciel

Le mode matriciel est le plus couramment utilisé. La platine se déplace ligne par ligne sous la tête laser, selon un rectangle dont la dimension est définie par la taille du motif à insoler. Il s'agit d'un mode d'écriture binaire : le motif est défini par un quadrillage pour lequel le laser sera allumé ou éteint à chaque point selon qu'il doit être insolé ou non. L'avantage de cette technique est qu'elle permet d'écrire n'importe quelle taille de motif. Néanmoins, lorsque la taille du motif est importante, le temps d'insolation devient très long (plusieurs heures pour un motifs de l'ordre du cm^2 avec une vitesse de déplacement de 5 mm/s). De plus, la platine se déplaçant selon la direction X uniquement, les motifs dessinés seront davantage rugueux selon la direction Y (phénomène de "stitching"), car le laser doit être rallumé point par point pour insoler dans cette direction. La figure 5.12 montre un exemple de motif insolé en mode matriciel photographié au microscope optique. Il s'agit de guides d'onde droits tracés selon la direction X (5.12 (a)) et Y (5.12 (b)). Le motif est ici sous-insolé (puissance du laser insuffisante), faisant ressortir l'effet de "stitching" dans la direction Y. Afin de s'affranchir de ces problèmes, c'est donc le mode vectoriel qui a été développé durant cette thèse.

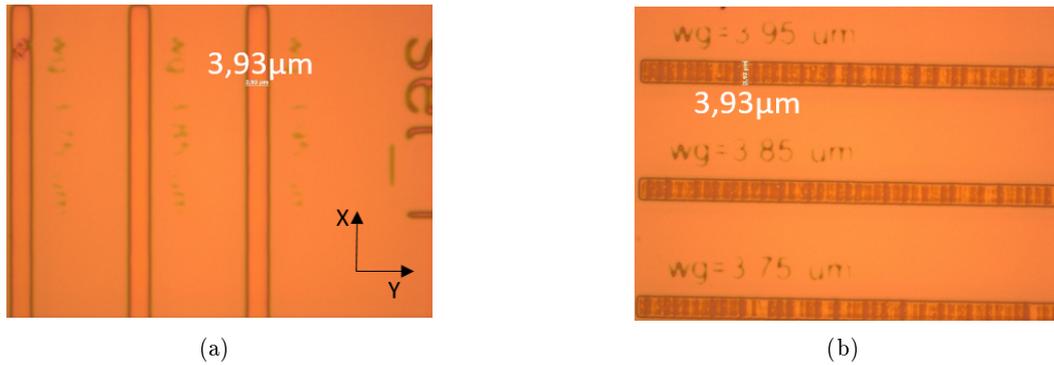


FIGURE 5.12 – Photographie au microscope optique de guides d’onde tracés en mode matriciel avec la lithographie laser μ pg101 : (a) dans la direction X, (b) dans la direction Y. La rugosité des guides d’onde est plus importante dans la direction Y. Les motifs sont ici sous-insolés.

5.3.2.2 Mode vectoriel

Dans le cas du mode vectoriel, le motif est défini par un chemin que la platine va suivre et sur lequel le laser pourra être éteint ou allumé alternativement afin de dessiner les structures. La platine peut donc se déplacer dans n’importe quelle direction, éliminant le problème du "stitching" du mode matriciel. De plus, l’insolation de motifs comprenant un nombre faible de lignes est beaucoup plus rapide qu’en mode matriciel, car la platine ne se déplace qu’au niveau des lignes à insoler et non sur tout le champ d’écriture. A titre d’exemple, tous les motifs présentés dans cette thèse ont nécessité un temps d’insolation inférieur à 10 minutes, avec une vitesse d’écriture de 5 mm/s. Cependant, contrairement au mode matriciel, il n’est pas possible de définir l’ouverture du faisceau laser, qui est fixée à la taille du faisceau, 600 nm. Afin de définir des motifs plus larges, il est nécessaire de réaliser plusieurs passages de la tête laser, comme détaillé à la sous-section suivante.

Le mode d’écriture étant choisi, les conditions de puissance et de focus doivent être définies. Avant d’optimiser ces conditions, une couche anti-reflet AZ Barli (BARC) de 200 nm a dû être ajoutée sous la couche de résine MaN 2403, puis recuite 1 minute à 200°C. En effet, sans cette couche, les ondes réfléchies à la surface de la MaN 2403 interfèrent avec celles réfléchies à l’interface MaN 2403 / SiN, créant un phénomène d’onde stationnaire. La puissance sur la couche de résine varie alors sinusoïdalement avec la profondeur, ce qui altère le profil du flanc des guides d’onde et les rend rugueux (voir figure 5.13).

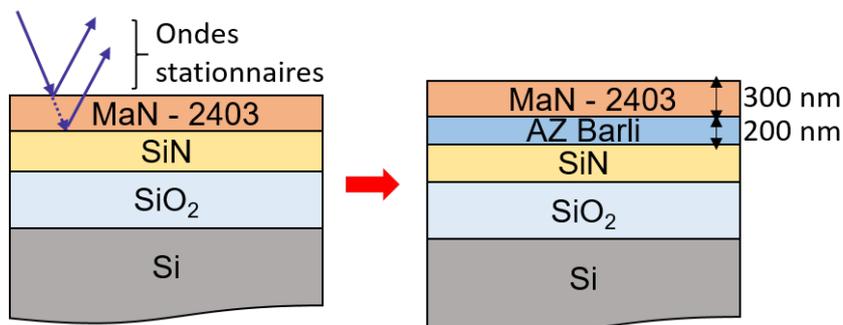


FIGURE 5.13 – Schéma des ondes stationnaires créées sur la couche de résine MaN 2403, et ajout d’une couche anti-reflet (AZ-Barli) pour limiter ce phénomène.

L’efficacité de la couche anti-reflet a été observée au microscope électronique (MEB) (figure 5.14). Cette couche possède la même partie réelle de l’indice de réfraction que la MaN 2403 et un coefficient d’absorption beaucoup plus important, ce qui fait que le coefficient de réflexion à l’interface Man 2403/AZ Barli est nul. La lumière transmise dans la couche de Barli est totalement

absorbée. Il n'y a donc pas de phénomènes d'ondes stationnaires dans la couche de la résine photosensible MaN 2403. Le profil vertical des motifs de résine obtenus dépendent uniquement de l'effet de focalisation ou de défocalisation du spot laser qui sera parfaitement droit dans la zone de Rayleigh du faisceau gaussien, soit à son point de focalisation. L'utilisation de la Barli permet en outre de s'affranchir de l'indice de réfraction du SiN sur lequel elle est déposée pour optimiser les conditions d'insolation.

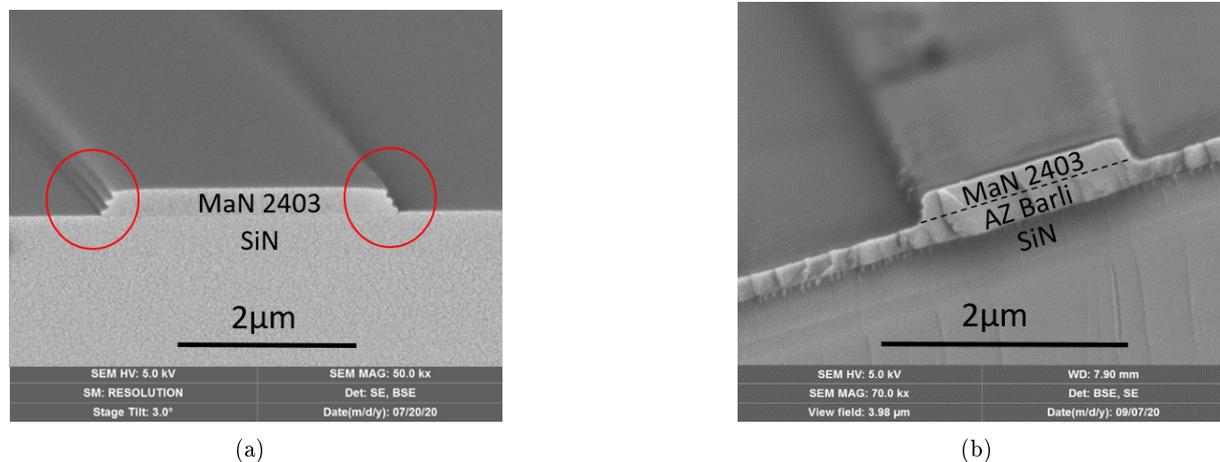


FIGURE 5.14 – Photographie au microscope électronique (MEB) d'un guide d'onde en résine MaN 2403 sur SiN (a) sans et (b) avec couche anti-reflet AZ-Barli. Les interférences causées par les ondes stationnaires sont entourées en rouge. Sur l'image (b), le phénomène d'ondes stationnaires a pratiquement disparu et la verticalité des motifs est plus importante.

5.3.2.3 Batch en puissance

Afin d'optimiser les conditions d'insolation, il est possible de répéter le même motif plusieurs fois en faisant varier la puissance ou le focus de manière incrémentale : on parle alors de "batch". La figure 5.15 donne par exemple une photographie au microscope optique d'un même motif insolé pour différentes puissances du laser. Plus la puissance augmente, plus les guides d'onde s'élargissent. La largeur théorique du premier guide d'onde (en haut) est d'environ 3 µm, et celle du troisième est de 0.9 µm, mais le focus n'a pas été optimisé ici, ce qui explique les largeurs plus importantes obtenues. L'épaisseur des guides d'onde peut être contrôlée avec un profilomètre. Pour la première puissance ($P=2.2$ mW, figure 5.15 (a)), le motif est sous-insolé. Pour les guides d'onde les plus fins (en bas), l'épaisseur de résine est insuffisante, et les guides d'onde, de couleur verte, sont à peine visibles. De même, pour la seconde puissance ($P=4.4$ mW, figure 5.15 (b)), le motif est encore légèrement sous-insolé, et les guides d'onde les plus fins mal définis. La consigne de puissance est en réalité suffisante, mais le faisceau est défocalisé, et la puissance effective est donc insuffisante. La troisième puissance ($P=6.6$ mW, figure 5.15 (c)) est cette fois-ci suffisante pour que chaque guide d'onde soit bien défini. Néanmoins, il est nécessaire de régler le focus pour obtenir la largeur demandée ainsi que des flancs droits. La puissance de travail a ainsi été obtenue en répétant plusieurs tests jusqu'à obtenir une largeur de guide correspondant à la consigne. Après optimisation du focus, la puissance optimale a été identifiée pour $P \approx 3.5-4$ mW.

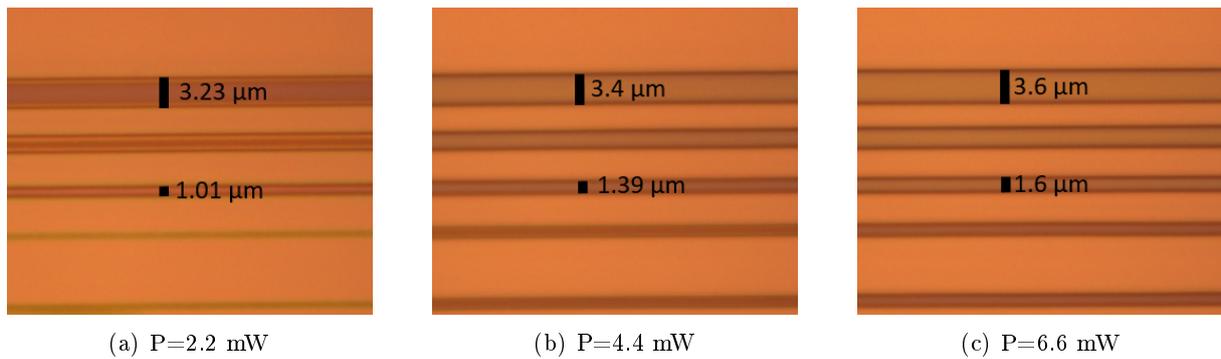


FIGURE 5.15 – Photographies au microscope optique d’un même motif insolé en mode vectoriel pour différentes consignes de puissance du laser. Le focus n’a pas été optimisé ici. La largeur théorique du guide d’onde large (en haut) est $3 \mu\text{m}$, celle du troisième guide d’onde est $0.9 \mu\text{m}$.

5.3.2.4 Batch en focus

La valeur du focus du laser, c’est-à-dire la distance entre la tête laser et l’échantillon, peut varier de -29 à $+29$ par pas de 1 (unités arbitraires intrinsèques à la machine, la correspondance réelle en cm n’étant pas précisée dans la documentation). Lorsqu’une valeur de focus est donnée en consigne, la distance entre la tête laser et l’échantillon est maintenue à cette valeur tout au long de l’insolation au moyen du contrôle piezoélectrique via un capteur de pression. Un batch en focus doit également être réalisé afin d’en déterminer la valeur optimale et ce, à chaque début de session, car cette valeur est susceptible de varier avec le temps. En pratique, le faisceau laser, visible sur une caméra de contrôle, est parfaitement ponctuel lorsque le focus est optimal. La figure 5.16 montre la photographie d’un motif insolé pour une puissance optimale $P=4 \text{ mW}$ pour deux valeurs de focus différentes. Lorsque le focus est correctement réglé (figure 5.16 (a)), la largeur des guides d’onde est identique dans les directions X et Y, et est environ égale à la taille du faisceau (600 nm). Lorsque l’on s’éloigne du bon focus, le faisceau devient elliptique (figure 5.16 (b)), il existe alors une anisotropie entre les directions X et Y et les guides d’onde sont trop larges.

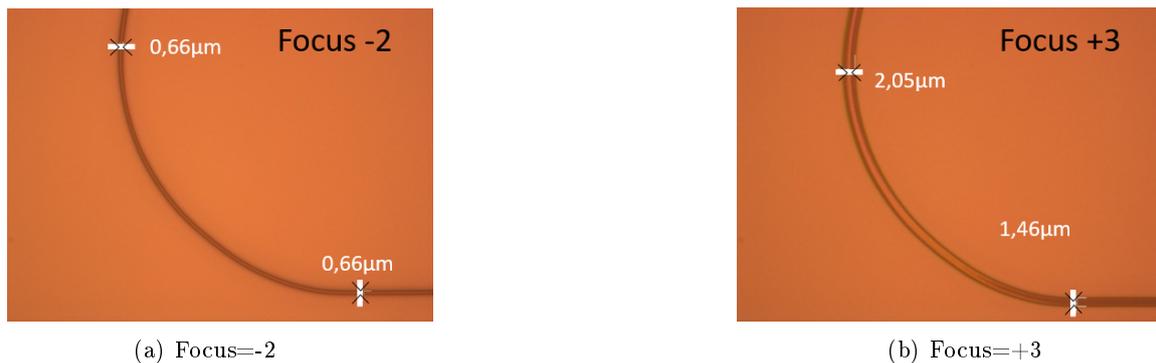


FIGURE 5.16 – Photographie au microscope optique d’un motif insolé à la puissance $P=4 \text{ mW}$ (a) au focus optimal et (b) défocalisé.

Le focus a d’autre part une influence importante sur l’angle des flancs des guides d’onde. La figure 5.17 montre la vue en coupe de guides d’onde en résine pour différentes valeurs de focus. Plus le faisceau laser est défocalisé, et plus l’angle des flanc est élevé. Au meilleur focus observé (ici -4), l’angle est de 13° .

En pratique, lors de l’insolation d’un motif, un batch en focus est systématiquement réalisé autour de la valeur considérée optimale. Les conditions d’insolation étant définies, il convient désormais d’implémenter les motifs à insoler présentés au Chapitre 4.

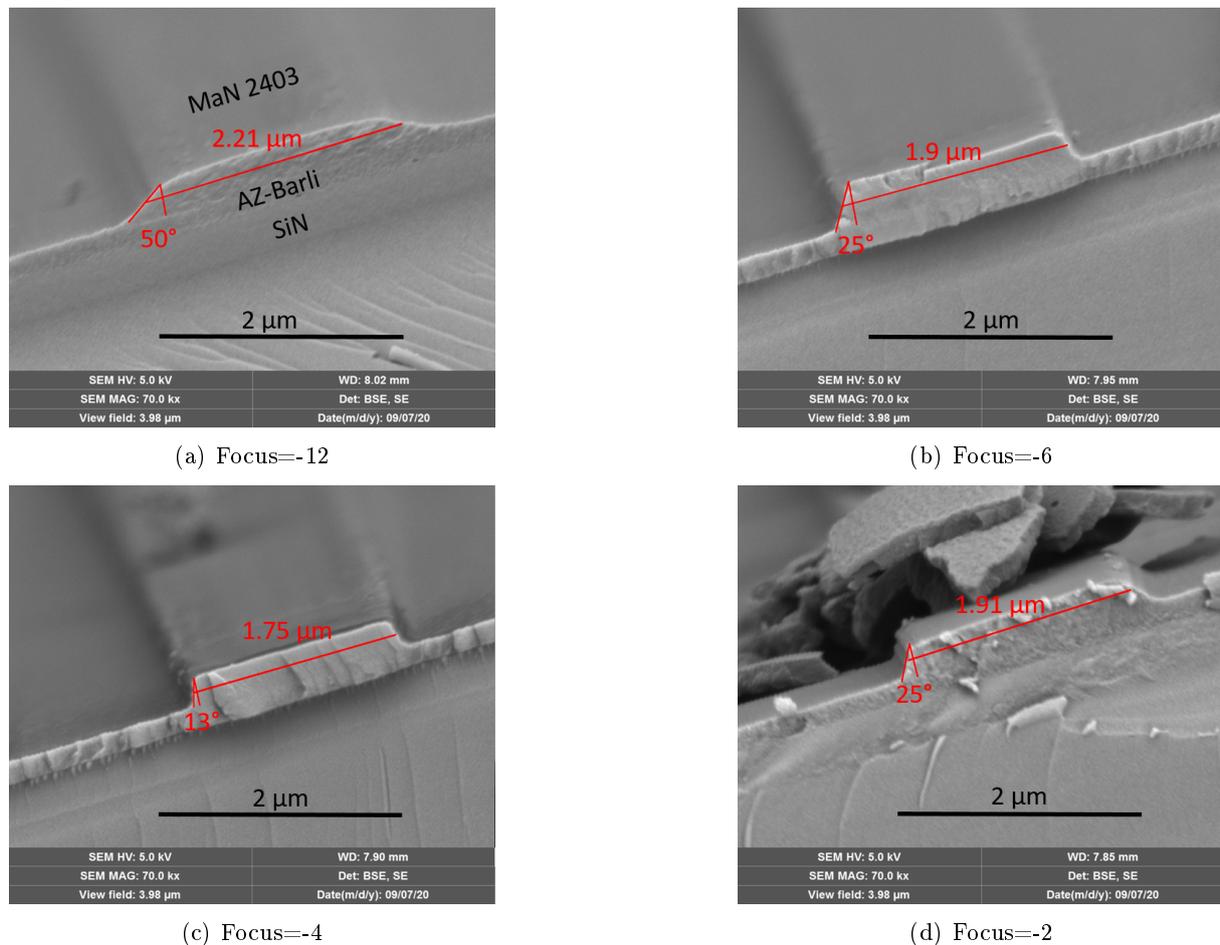


FIGURE 5.17 – Vue en coupe au MEB de guides d’onde en résine MaN 2403 pour différentes valeurs de focus : (a) focus=-12, (b) focus=-6, (c) focus=-4 et (d) focus=-2. Le focus optimal est obtenu sur l’image (c) et correspond à une pente et une largeur du motif les plus faibles (respectivement 13° et 1.75 μm .)

5.3.3 Ecriture des motifs

5.3.3.1 Méthode

En mode vectoriel, l’ouverture du faisceau correspond à la taille de celui-ci, 600 nm. Afin de dessiner des guides d’ondes plus larges, plusieurs passages de la tête sont nécessaires, séparés d’une distance $d=300$ nm. Cette distance a été choisie de façon à optimiser le recouvrement des faisceaux, dont le profil est gaussien, afin que la puissance reçue par la résine soit homogène. Ainsi, pour une puissance optimisée, une ligne définie par un passage du laser correspond à un guide de largeur $l \approx 600$ nm. Pour obtenir une largeur de 2 μm , six lignes sont nécessaires (figure 5.18).

Les motifs présentés à la section 4.5.2 ont été dessinés en adaptant le nombre de lignes N constituant les guides d’onde selon la largeur voulue. Pour les slots, $l \approx 2.1$ μm , et $N=6$ lignes. Pour les strips en SiN standard ($n=1.91$), $l \approx 1.2$ μm , $N=3$ lignes. Pour les strips en SiN fort indice ($n=2.38$), $l \approx 0.9$ μm , $N=2$ lignes. La figure 5.19 montre les motifs pour mesurer les pertes des guides d’onde slots dessinés en lithographie laser.

5.3.3.2 Instabilité de la platine de déplacement

Initialement, la lithographie laser $\mu\text{pg}101$ utilisée à l’INL n’était pas prévue pour l’écriture de motifs de l’ordre de quelques centaines de nanomètres en mode vectoriel. La platine de déplacement est trop lourde pour suivre correctement la trajectoire donnée en consigne si celle-ci est

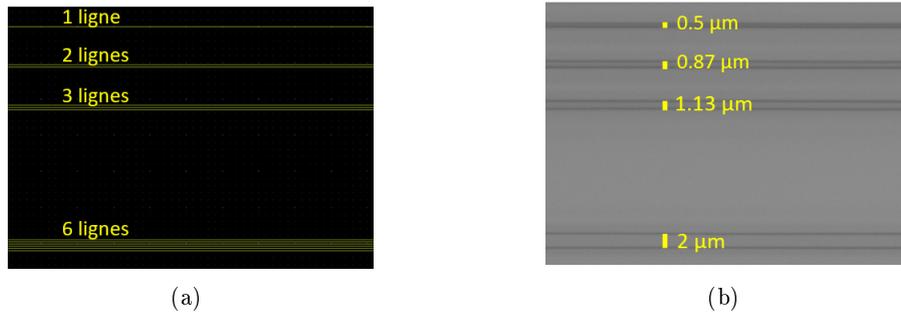


FIGURE 5.18 – Guides d’ondes de différentes largeurs en mode vectoriel. (a) Consigne et (b) motifs obtenus après insolation (photographie au microscope optique).



FIGURE 5.19 – Photographie au microscope optique des motifs de guides d’onde slots permettant la mesure des pertes linéaires après insolation en lithographie laser.

trop courte, créant une instabilité lors de l’insolation de petits motifs ($\approx 10 \mu\text{m}$). Ce problème est résolu en travaillant avec des motifs suffisamment grands. La figure 5.20 montre par exemple trois anneaux avec un diamètre de 30, 60 et 180 μm . L’instabilité est particulièrement visible pour le diamètre de 30 μm , tandis que l’anneau de diamètre 180 μm est parfaitement circulaire.

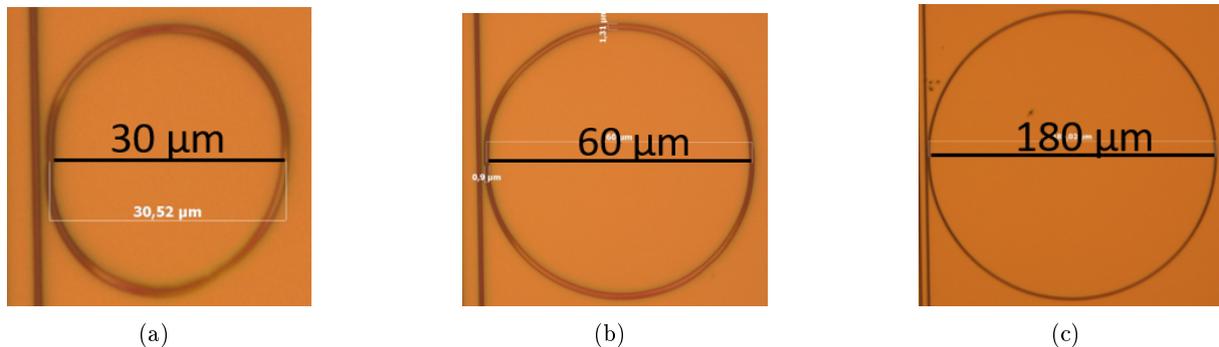


FIGURE 5.20 – Photographie au microscope optique d’anneaux résonants dessinés en lithographie laser avec un diamètre de (a) 30 μm , (b) 60 μm , et (c) 180 μm .

5.3.3.3 Transitions adiabatiques

Comme expliqué à la section 4.5.2, des transitions adiabatiques ont été ajoutées en entrée et en sortie des motifs de guides d’onde de type strip. Leur largeur, fixée à $l = 4.2 \mu\text{m}$, nécessite le tracé de 13 lignes. Ces lignes doivent toutes avoir une trajectoire suffisamment longue pour ne pas créer d’instabilité. La figure 5.21 (a) montre la façon dont les transitions adiabatiques ont donc été insolées, et la figure 5.21 (b), le résultat après insolation.

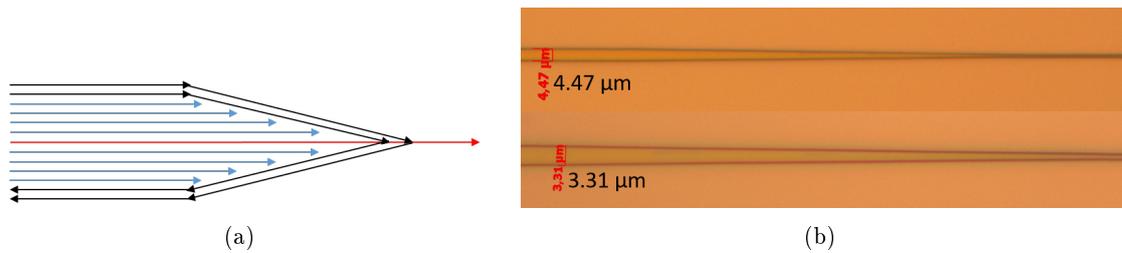


FIGURE 5.21 – Transitions adiabatique (a) Consigne de la trajectoire du tracé et (b) résultat après insolation (photographies au microscope optique).

5.3.3.4 Anneaux

Des anneaux résonants ont été dessinés avec six passages de la tête laser afin de viser une largeur $l = 2 \mu\text{m}$ pour les guides d'onde slot. La forme choisie est celle d'un stade, afin de contrôler plus facilement le facteur de couplage entre le guide d'onde d'entrée et le résonateur. La longueur de couplage du stade est maintenue fixe, et l'espacement entre le guide d'onde d'injection et le stade peut varier pour changer la puissance de lumière couplée dans l'anneau. La largeur du faisceau étant de $0.6 \mu\text{m}$, la valeur du "gap" obtenue est approximativement égale à la valeur du gap donnée en consigne + $0.6 \mu\text{m}$. Dans un premier temps, un guide d'onde droit parallèle au stade a été dessiné, comme le montre la figure 5.22 (a). Pour ce test, la longueur de couplage était égale à $L_c = 100 \mu\text{m}$, et le diamètre de l'anneau à $D = 200 \mu\text{m}$. Cependant, du fait de l'instabilité de la platine de lithographie, après insolation, le stade n'est pas parallèle au guide d'onde au niveau de la zone de couplage. Cela induit un recouvrement entre les deux guides d'onde visible sur l'encadrement en rouge de la figure 5.22(a). Afin de minimiser l'instabilité, le diamètre a ensuite été porté à $D = 300 \mu\text{m}$, et $L_c = 200 \mu\text{m}$ (figure 5.22(b)). Le problème de parallélisme a été corrigé sur la figure (b) grâce à l'ajout d'un tilt de 0.4° sur les fichiers de masque Gerber. L'espacement entre les guides d'onde (gap) donné en consigne était ici de $1.4 \mu\text{m}$, on s'attend donc à un espacement de $1.4 - 0.6 = 0.8 \mu\text{m}$ après insolation pour une résolution de $0.6 \mu\text{m}$, ce qui est proche de la valeur mesurée au microscope optique (encadré rouge sur la figure 5.22(b)).

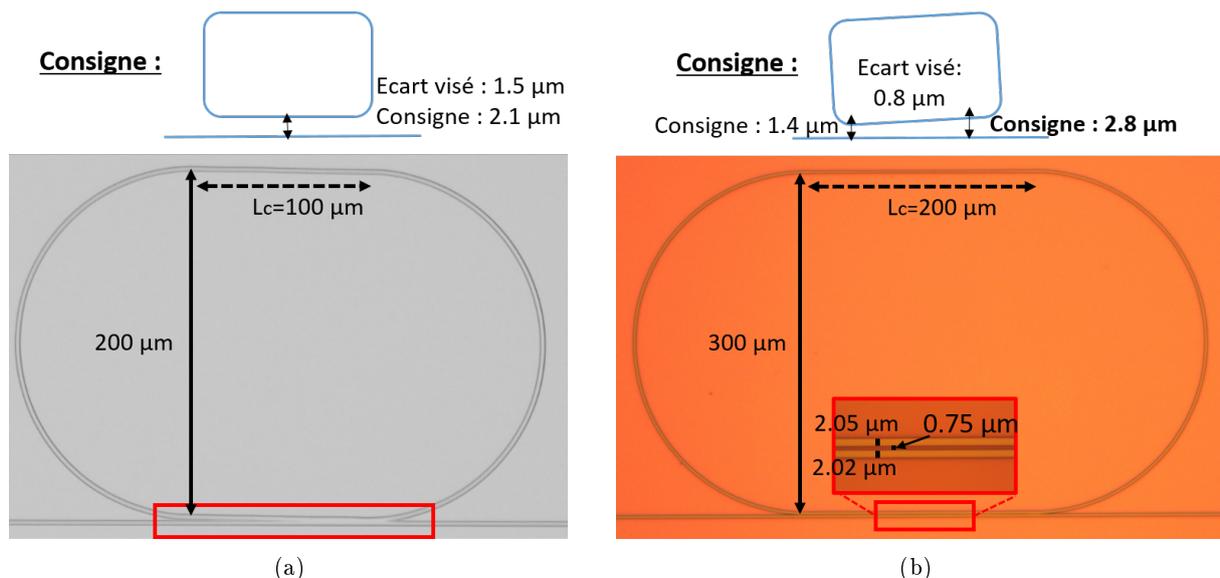


FIGURE 5.22 – Photographies au microscope optique d'un stade après insolation par lithographie laser (a) pour un guide d'onde parallèle au stade ($L_c = 100 \mu\text{m}$, $D = 200 \mu\text{m}$) et (b) avec ajout d'un angle de 0.4° entre le guide d'onde et le stade ($L_c = 200 \mu\text{m}$, $D = 300 \mu\text{m}$).

Après insolation des motifs par lithographie laser, la dernière étape à optimiser est l'étape de

gravure, présentée dans la section suivante. Il est à noter qu'avant cette étude, le mode Gerber n'avait jamais été utilisé à l'INL. Le développement de ce procédé a été réalisé en collaboration avec Alban Gassanq de l'ILM (Institut Lumière Matière) de l'université Claude Bernard de Lyon.

5.4 Gravure ICP

La gravure ionique réactive par plasma à couplage inductif, en anglais "Inductively Coupled Plasma" (ICP), est la technique utilisée pour graver les motifs insolés. Il s'agit d'une gravure sèche basée sur la génération d'un champ magnétique alternatif via une antenne radiofréquences (RF), entraînant l'ionisation des molécules de gaz présentes dans la chambre à basse pression. Une seconde source RF est ajoutée, la source ICP, augmentant la densité du plasma via un couplage inductif avec l'antenne RF. Contrairement à la gravure réactive ionique classique (RIE), l'ajout de la source ICP permet de découpler le courant ionique de l'énergie des ions bombardant l'échantillon, ouvrant la voie à une plus large gamme de procédés [124]. La figure 5.23 montre le bâti de gravure ICP utilisé pour les gravures faites à l'INL. Lors de la gravure, un faisceau laser est envoyé sur l'échantillon, permettant de contrôler l'épaisseur gravée en fonction du temps au moyen d'un interférogramme. Lorsqu'un changement de pente brutal est observé, cela signifie que l'indice de réfraction du matériau est différent, et donc que la gravure est terminée.

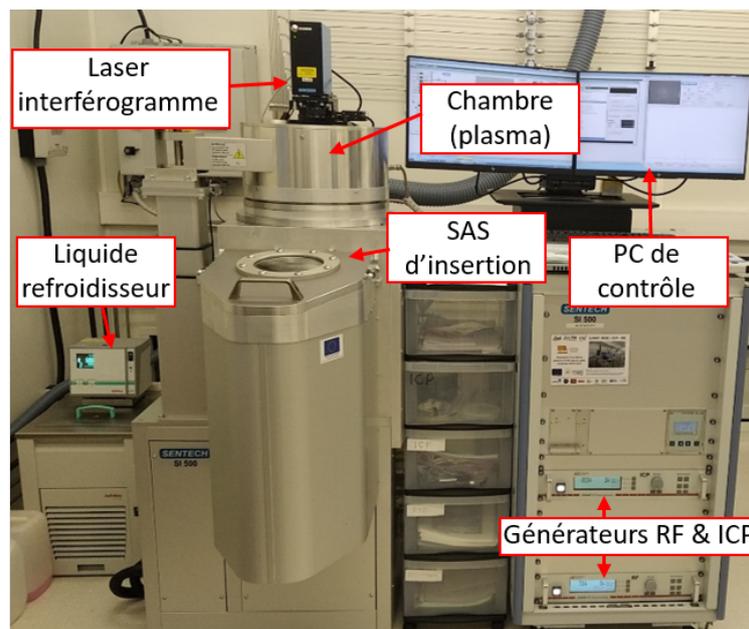


FIGURE 5.23 – Bâti ICP utilisé pour la gravure des guides d'onde. L'échantillon est inséré dans le sas puis transféré dans la chambre, où le plasma est contrôlé par les générateurs RF et ICP. La température est stabilisée avec le liquide refroidisseur. Un faisceau laser est pointé sur la couche gravée, permettant d'en mesurer l'épaisseur.

5.4.1 Méthode

Deux étapes de gravures ont dû être développées après insolation des guides d'onde par lithographie laser (voir figure 5.24). La première étape consiste à transférer le motif de la résine MaN 2403 sur la couche anti-reflet AZ Barli. La seconde étape vise à graver la couche de SiN afin d'obtenir les guides d'ondes. Enfin, un plasma O_2 doit être réalisé pour ôter les résidus restants de résine.

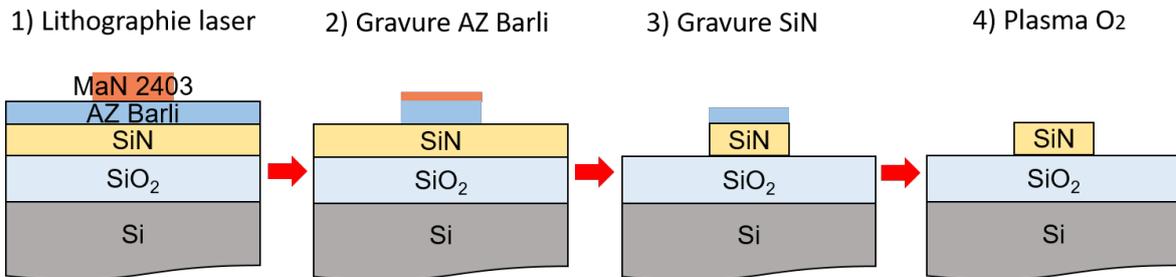


FIGURE 5.24 – Schéma des étapes de gravure ICP d'un guide d'onde après son insolation par lithographie laser.

5.4.2 Gravure AZ Barli

La résine AZ Barli est une résine organique, elle doit donc être gravée chimiquement avec de l'oxygène. Un gaz neutre est ajouté, l'argon, permettant la gravure physique de la couche. Le flux des deux gaz doit être ajusté afin de limiter l'isotropie de la gravure, pour obtenir des flancs de guides d'onde les plus droits possibles. De plus, la gravure doit être la plus sélective possible : une épaisseur suffisante de résine (MaN 2403 et AZ Barli) doit rester au niveau des motifs, afin de réaliser ensuite la gravure du SiN. Les paramètres de la recette développée sont donnés dans le tableau 5.4.

Flux des gaz	Puissance des générateurs	Température	Temps de gravure moyen
O ₂ = 10 sccm Ar = 100 sccm	ICP = 300 W RF = 35 W	T = 25°C	t = 18 s

TABLE 5.4 – Paramètres de la recette utilisée pour la gravure de la couche AZ Barli.

Afin de s'assurer qu'une épaisseur suffisante de résine reste au niveau des motifs, le temps de gravure de la MaN 2403 avec cette recette a également été mesuré. Une durée de 37 s est nécessaire pour graver toute la couche de 300 nm de MaN 2403, soit deux fois plus que le temps requis pour graver la couche d'AZ Barli (18 s).

5.4.3 Gravure SiN

L'étape suivante consiste à graver le SiN. La recette utilisée est celle établie par le fournisseur de la machine (voir tableau 5.5). Le flux d'oxygène a toutefois été réduit de 10 sccm à 3 sccm afin de limiter la vitesse de gravure de la résine restante. La même recette a été appliquée pour les quatre types de SiN étudiés (SiN fort indice ST et INL, SiN standard ST et INL). La vitesse de gravure varie selon la teneur en silicium : elle est en moyenne de 180 s pour le SiN standard ST, et de 230 s pour le SiN fort indice ST. Le même ordre de grandeur est obtenu pour les deux types de SiN déposés à l'INL, mais le temps moyen de gravure varie davantage du fait des légères variations d'épaisseur obtenues d'un dépôt à l'autre. Avec cette recette, le temps de gravure de 300 nm de MaN 2403 a été mesuré à 400 s, la quantité de résine est donc suffisante pour réaliser la gravure sans ajout d'un masque dur.

Flux des gaz	Puissance des générateurs	Température	Temps de gravure moyen
O ₂ = 3 sccm Ar = 100 sccm N ₂ = 30 sccm CHF ₃ = 10 sccm	ICP = 300 W RF = 35 W	T = 25°C	t = 230 s (SiN fort indice ST) t = 180 s (SiN standard ST)

TABLE 5.5 – Paramètres de la recette utilisée pour la gravure du SiN.

Après gravure du SiN, un plasma avec un flux d'O₂ de 50 sccm est effectué pendant 2 minutes pour éliminer les résidus de résine. La différence d'épaisseur des guides d'onde mesurée au profilomètre avant et après plasma O₂ permet de confirmer qu'il restait de la résine sur les motifs gravés. Pour un focus et une puissance de lithographie laser optimisés, cette recette a permis d'obtenir des guides d'onde avec un angle de $\approx 8^\circ$ (figure 5.25). Pour un seul passage de la tête laser, un guide de largeur ≈ 500 nm a été obtenu. Néanmoins, les conditions expérimentales peuvent varier d'un échantillon à l'autre. En particulier, une erreur de ± 2 unités est possible sur la valeur du focus, ce qui implique que les guides obtenus seront plus ou moins larges. A partir d'images prises au microscope optique et électronique, la largeur des guides d'onde a donc été établie à $l = 1.95 \pm 0.15$ μm (slots), $l = 1 \pm 0.15$ μm (strips SiN standard ST et INL), et $l = 0.75 \pm 0.15$ μm (strips SiN fort indice ST et INL).

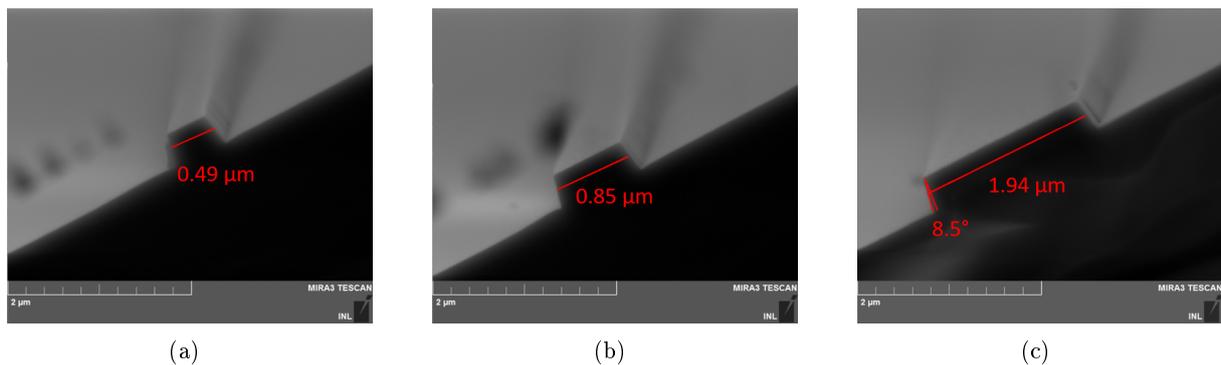


FIGURE 5.25 – Photographies au MEB de guides d'onde strips en SiN après gravure, au focus optimal en lithographie laser, et correspondant à (a) 1 seul passage de la tête laser, (b) 2 passages et (c) 6 passages.

Après le nettoyage par plasma O₂, une couche d'environ 1.2 μm de SiO₂ est déposée sur l'échantillon par PECVD afin de protéger les guides d'ondes. Les échantillons sont ensuite clivés manuellement pour permettre l'injection de la lumière par couplage par la tranche, afin de réaliser la caractérisation optique des différents guides d'onde slots fabriqués, comme expliqué au Chapitre 6.

5.5 Guides d'onde slots : structure complète

Dans cette section, on s'intéresse aux structures slots complètes, après fabrication avec les étapes technologiques présentées dans les sections précédentes. Deux types de guides d'onde slot ont été fabriqués. On qualifiera de "fort indice" les guides d'ondes slots dont le guide d'onde slab inférieur correspond au SiN fort indice de STMicroelectronics et le guide d'onde strip supérieur au SiN fort indice déposé à l'INL. De même, on appellera "standard" les guides d'onde slots fabriqués avec le SiN standard de STMicroelectronics et de l'INL. Le tableau 5.6 rappelle les dimensions et indices de réfraction initialement visés pour les différentes couches des deux configurations. La figure 5.26 donne le schéma des guides fabriqués, ainsi que les dimensions et indices de réfraction des couches obtenus expérimentalement par ellipsométrie et réflectométrie, comme détaillé dans la section 5.2. La largeur des guides d'onde SiN strips supérieurs est donnée à partir des images prises au microscope optique, en tenant compte de l'incertitude liée aux variations de focus lors de la lithographie laser. Cette incertitude est la même sur le gap des anneaux résonants.

Afin de vérifier que les dimensions des guides d'onde et les épaisseurs des couches, des images ont été prises au microscope électronique à balayage (MEB). Pour cela, l'échantillon est clivé au niveau des guides d'onde afin de réaliser une vue en coupe, puis métallisé pour le rendre conducteur. L'observation des électrons rétro-diffusés plutôt que les électrons secondaires, en

	Slot "fort indice"	Slot "standard"
Epaisseur, largeur du strip SiN	$e=350$ nm, $l=2$ μ m	$e=350$ nm, $l=2$ μ m
Indice de réfraction du strip SiN	$n=2.41$	$n=1.96$
Epaisseur de couche SiO ₂ ou Al ₂ O ₃	$e \approx 50$ nm	$e \approx 50$ nm
Epaisseur du slab SiN	$e=350$ nm	$e=350$ nm
Indice de réfraction du slab SiN	$n=2.38$	$n=1.91$

TABLE 5.6 – Dimensions visées des guides d'onde slots en configuration "standard" et "fort indice".

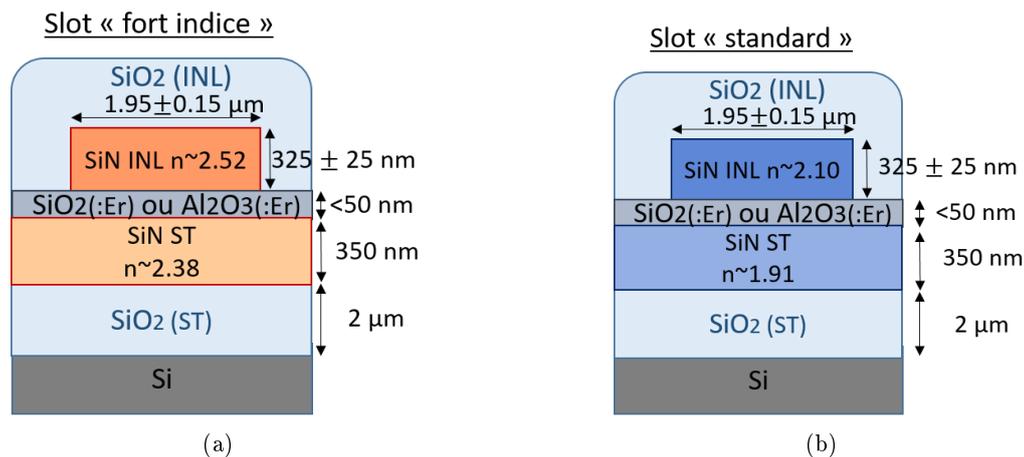


FIGURE 5.26 – Schéma des guides d'onde slots horizontaux fabriqués : (a) slot "fort indice", (b) slot "standard".

utilisant un module BSE (pour "BackScattered Electrons"), permet de distinguer les différents types de matériaux. La figure 5.27 montre une image au BSE d'un guide d'onde slot fort indice passif, confirmant que les dimensions sont conformes à celles attendues sur la figure 5.26.

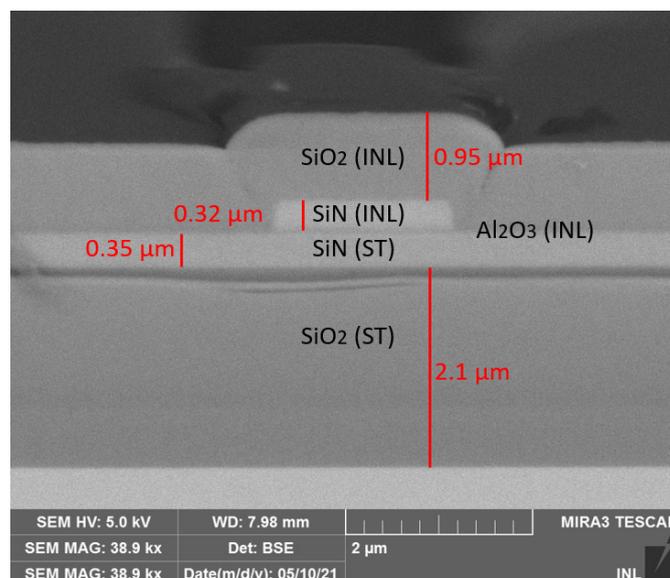


FIGURE 5.27 – Vue en coupe au microscope électronique à balayage (MEB) d'un guide d'onde slot passif SiN fort indice/Al₂O₃ après encapsulation dans la silice.

Il est toutefois difficile de mesurer l'épaisseur de couches minces au MEB. Des images ont donc également été réalisées par microscopie électronique à transmission (MET) à STMicroelectronics sur les guides d'onde slots dopés erbium, permettant la mesure précise de l'épaisseur de la couche d'oxyde. Cette technique a en outre permis l'analyse chimique des couches, présentée au Chapitre

6. La figure 5.28 montre la vue en coupe d'un guide d'onde slot actif en SiN standard au MET (échantillon 2 dans le tableau 5.1 de la section 5.2.1). L'épaisseur de la couche d' $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Er}$ mesurée est proche de celle obtenue par réflectométrie (44 nm).

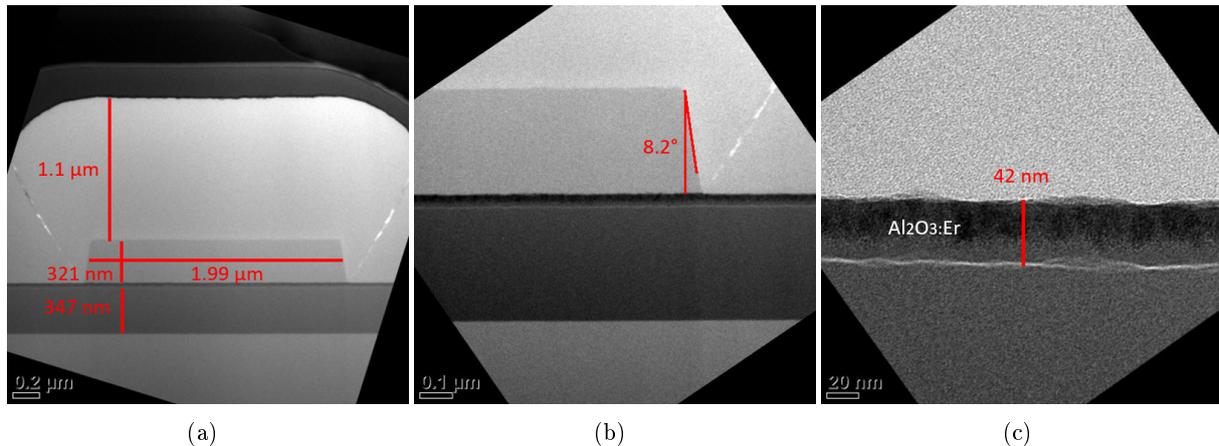


FIGURE 5.28 – Vue en coupe au microscope électronique à transmission (MET) d'un guide d'onde slot actif SiN standard/ $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Er}$ après encapsulation dans la silice (échantillon 2) : (a) structure complète, (b) zoom sur un flanc du guide d'onde, (c) zoom sur la couche d' $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Er}$.

Une fois les guides d'onde slots et strips fabriqués, il convient de réaliser leur caractérisation optique grâce aux structures présentées au Chapitre 4.

5.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les différentes étapes de fabrication des dispositifs caractérisés durant cette thèse. Dans un premier temps, nous avons décrit la plateforme photonique de STMicroelectronics, DAPHNE, avec laquelle un gyroscope optique basé sur un anneau résonant couplé à un MZI a été fabriqué sur le masque Actarus. Cette plateforme incluant deux niveaux de guidage photonique, il a été possible de co-intégrer un anneau passif en SiN de 4×4.8 mm de périmètre avec un circuit actif en Si, permettant d'utiliser des photodiodes et modulateurs. L'anneau résonant couplé à un MZI constitue la première structure proposée afin d'améliorer les performances d'un gyroscope optique résonant intégré.

Dans un second temps, nous nous sommes intéressés à la seconde structure proposée dans cette thèse afin d'améliorer les performances des gyroscopes résonants : le guide d'onde slot horizontal semi-gravé permettant la réduction des pertes de propagation par l'amplification optique. Nous avons détaillé les étapes technologiques nécessaires à la fabrication de guides d'onde slots et strips à partir de deux plaques de 350 nm de SiN PECVD fournies par STMicroelectronics (SiN standard, $n=1.91$, et SiN fort indice, $n=2.38$). Ces étapes ont été réalisées à l'INL et comprennent le dépôt d'oxyde par pulvérisation cathodique ($\text{SiO}_2(:\text{Er})$ et $\text{Al}_2\text{O}_3(:\text{Er})$), le dépôt de SiN par PECVD, l'insolation des motifs des guides d'onde par lithographie laser, leur gravure par gravure ICP, et enfin leur encapsulation dans la silice par PECVD. Des guides d'onde slots droits pour la mesure des pertes et des anneaux résonants en forme de stade de rayon $150 \mu\text{m}$ ont ainsi été fabriqués. Des images prises aux microscopes optique et électronique ont permis de vérifier les dimensions de ces guides d'onde. Dans le Chapitre 6, la caractérisation optique des différents dispositifs étudiés sera présentée.

Chapitre 6

Caractérisation des dispositifs

Les méthodes de conception et de fabrication des différents dispositifs étudiés dans cette thèse ont été détaillées aux Chapitres 4 et 5. La dernière étape consiste à caractériser les échantillons ainsi obtenus. Dans ce chapitre, nous présenterons donc la caractérisation optique du gyroscope basé sur un anneau résonant passif en SiN de périmètre 4×4.8 mm couplé à un MZI ajouté sur le masque Actarus, et celle des autres composants passifs fabriqués sur la plateforme DAPHNE (guides d'onde pour la mesure des pertes du SiN et MZI asymétrique). Nous nous intéresserons ensuite aux mesures effectuées sur les briques de bases développées à l'INL dans le but d'obtenir de l'amplification optique (guides d'onde slots horizontaux semi-gravés). Nous montrerons d'abord les mesures de pertes optiques et de résonances effectuées sur les guides d'onde passifs de type strips et slots fabriqués à l'INL. Puis, nous présenterons la caractérisation de l'alumine dopée erbium (mesures de photoluminescence et analyses MET) et enfin les perspectives d'amélioration pour réaliser l'amplification optique.

6.1 Caractérisation du gyroscope résonant sur Actarus

La caractérisation statique du gyroscope basé sur un anneau résonant couplé à un MZI, présenté à la section 4.2, a été réalisée au CEA Leti. Le signal généré par les photodiodes est mesuré sous pointes électriques. Ces mesures ont pour but d'obtenir la sensibilité expérimentale du gyroscope, et d'étudier l'influence du déphasage du MZI sur la pente de la résonance de l'anneau, afin de confronter les résultats expérimentaux aux calculs théoriques réalisés au Chapitre 3. Ces résultats sont présentés dans cette section.

6.1.1 Présentation du banc de mesures

Le gyroscope résonant réalisé sur le masque Actarus et fabriqué sur la plateforme DAPHNE de STMicroelectronics a été caractérisé par couplage par réseau de diffraction et mesure de photocourants sous pointes électriques. Les mesures ont été réalisées sur une station de test (prober), qui comprend un support mobile permettant l'alignement automatique du dispositif à caractériser. L'injection de la lumière est réalisée grâce à un réseau de fibre optique. Une description complète de la station de test est donnée dans la thèse de Sylvain Guerber (section 2.5.1, p. 47, [12]).

Chaque composant actif du gyroscope (photodiodes, modulateurs et chaufferette, voir section 4.2) est connecté à deux contacts métalliques, dont une masse commune à tous les composants. Le banc de mesure utilisé est présenté sur la figure 6.1. La lumière d'un laser accordable haute

puissance (Tunics T100s-HP, largeur spectrale 400 kHz) est envoyée sur un CT400 (testeur de composants optiques piloté par un PC) via un circulateur à maintien de polarisation permettant d'éliminer les instabilités liées à la réflexion du signal dans le composant. Ce circulateur génère des pertes de couplage de 3 dB. Le CT400 permet de balayer la longueur d'onde du laser autour de $\lambda=1310$ nm avec un pas en longueur d'onde minimum de 1 pm. La puissance lumineuse est ensuite ajustée à la valeur souhaitée par le biais d'un atténuateur optique variable (VOA) puis injectée dans l'échantillon via le réseau de diffraction, qui induit des pertes de couplage de 2 dB en polarisation TE. La puissance réellement injectée dans le dispositif correspond donc à la puissance émise par le laser réduite de 5 dB. Deux pointes électriques sont placées aux bornes de la photodiode à caractériser (figure 6.2). Le photocourant généré par celle-ci est alors converti en tension par un amplificateur transimpédance (TIA) dont le gain peut être adapté selon l'intensité du signal. Cette tension est mesurée par un voltmètre (Keithley 2604B) puis enregistrée sur le PC pour chaque valeur de longueur d'onde balayée.

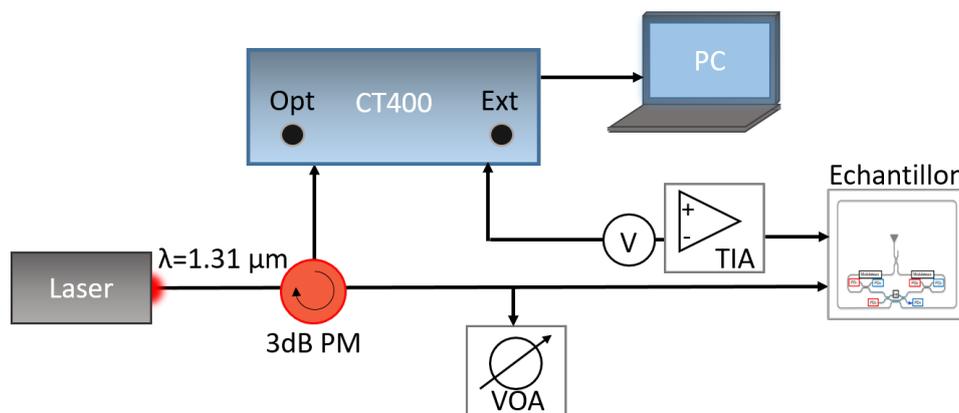


FIGURE 6.1 – Schéma du banc de caractérisation du gyroscope intégré sur le masque Actarus. Le CT400 permet de balayer la longueur d'onde du laser autour de $\lambda=1310$ nm. La puissance lumineuse est variée avec un atténuateur (VOA). Les photodiodes sont caractérisées sous pointes avec un amplificateur transimpédance (TIA) suivi d'un voltmètre (V) et le signal est enregistré sur PC.

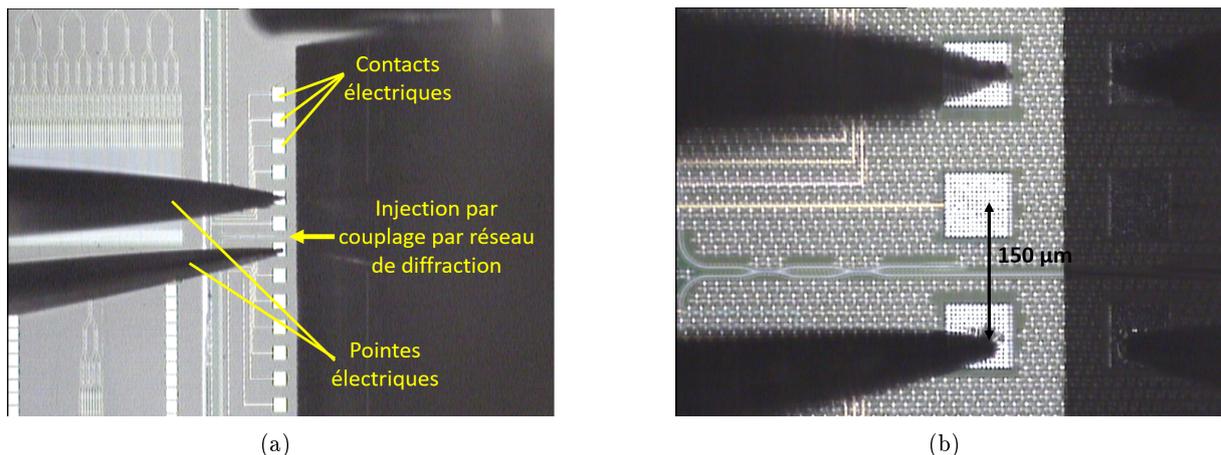


FIGURE 6.2 – (a) Photographie du couplage par réseau de diffraction et des pointes électriques utilisées pour mesurer le signal délivré par les photodiodes. (b) Zoom sur les pointes et contacts électriques.

Il est important de noter que ce banc ne permet la caractérisation du gyroscope qu'en statique. Une mesure en rotation nécessiterait en effet un montage beaucoup plus complexe, impliquant le collage de la fibre d'injection sur le coupleur à réseaux de diffraction, la fabrication d'une carte électronique pour réaliser l'asservissement du gyroscope (voir section 2.4) et l'utilisation d'une platine de rotation. Il n'a donc malheureusement pas été possible d'effectuer de caractérisation

en rotation dans le cadre de cette thèse.

6.1.2 Mesures de la transmission statique du gyroscope

La transmission statique du gyroscope a été obtenue en mesurant le signal des photodiodes de mesure PD₃ et PD₄ et de référence PD_A pour une plage de longueur d'onde allant de $\lambda = 1305$ nm à 1310 nm (voir schéma du gyroscope à la section 4.2). La puissance en entrée du coupleur à réseau de diffraction est égale à $P_{in} = 1$ mW, et la mesure a été effectuée en polarisant les photodiodes à une tension $U = -1$ V (mode photoconducteur). Pour chaque mesure, le signal reçu par les photodiodes PD₃ et PD₄ est normalisé par celui détecté sur la photodiode PD_A. Le déphasage entre les deux bras du MZI peut être changé en appliquant une puissance électrique aux bornes de la chaufferette (heater) se trouvant sur le bras supérieur grâce à une troisième pointe électrique, permettant d'étudier son influence sur la pente des résonances.

6.1.2.1 Normalisation du signal

La figure 6.3 (a) montre le signal de la photodiode PD₄ normalisé par celui de la photodiode PD_A en l'absence de puissance appliquée sur la chaufferette ($P_{\text{Heater}} = 0$ mW). On peut voir que des oscillations sont présentes sur l'enveloppe du signal. Ces oscillations sont probablement dues à une erreur de GDS sur le masque Actarus à l'origine d'une discontinuité sur le bras supérieur du MZI, causant des réflexions parasites susceptibles d'interférer sur le chemin optique ainsi que des pertes supplémentaires. Afin d'éliminer ces oscillations, toutes les courbes mesurées sur PD₃ et PD₄ puis normalisées par PD_A ont été "lissées" grâce à une routine MATLAB selon la procédure suivante. Les maxima de la courbe expérimentale sont recherchés puis interpolés avec une fonction "spline" (courbe orange continue sur la figure 6.3 (a)). Le signal PD₄/PD_A (respectivement PD₃/PD_A) est ensuite divisé par cette fonction spline. Enfin, la courbe ainsi obtenue est multipliée par la valeur moyenne de la fonction spline sur la plage de mesure (courbe orange en pointillés). On obtient alors une courbe semblable à celle de la figure 6.3 (b), sans oscillations. Cette méthode induit potentiellement une erreur sur la valeur maximum de la courbe, mais permet de comparer la pente des résonances pour différentes valeurs de déphasages sur le MZI.

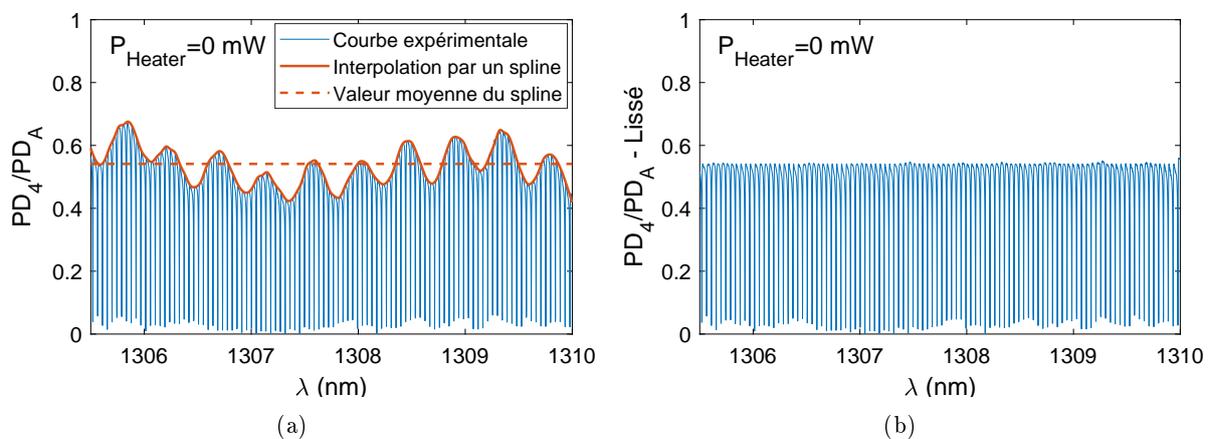


FIGURE 6.3 – (a) En bleu : courbe expérimentale du signal de la photodiode PD₄ normalisé par celui de PD_A en l'absence de puissance appliquée sur la chaufferette ($P_{\text{Heater}} = 0$ mW). En orange (continu) : fonction spline utilisée pour interpoler les maxima de la courbe PD₄/PD_A. En orange (pointillés) : valeur moyenne de la fonction spline. (b) Courbe expérimentale PD₄/PD_A lissée (après division par la fonction spline et multiplication par sa valeur moyenne).

Une fois les oscillations retirées, il est possible d'analyser les courbes pour en extraire les paramètres caractéristiques du gyroscope, comme détaillé à la sous-section suivante.

6.1.2.2 Ajustement des courbes expérimentales

Afin d'obtenir les paramètres caractéristiques du gyroscope, les courbes expérimentales des signaux PD_4/PD_A et PD_3/PD_A en l'absence de déphasage appliqué sur le MZI ($P_{\text{Heater}}=0$ mW) ont été ajustées sur Matlab par la méthode non linéaire des moindres carrés (Non-Linear Least Squares) selon les équations (6.1) et (6.2) (voir figure 6.4). Il s'agit des mêmes équations que les équations (3.23) et (3.24) données dans la section 3.3.2. Cependant, le terme de transmission du bras du MZI non couplé à l'anneau a ici été multiplié par \sqrt{X} , où X est un facteur de pertes, pour tenir compte de la puissance perdue dans ce bras en raison de la discontinuité du guide d'onde. Les deux équations ont également été multipliées par un facteur P_0 afin d'ajuster l'amplitude du signal.

$$T_{MZI,1} = \frac{PD_4}{PD_A} = P_0 \cdot \frac{1}{4} \left| \frac{\tau - e^{-\frac{\alpha L}{2}} e^{-j\frac{2\pi n_{\text{eff}} L}{\lambda}}}{1 - \tau e^{-\frac{\alpha L}{2}} e^{-j\frac{2\pi n_{\text{eff}} L}{\lambda}}} + \sqrt{X} \cdot e^{i\Delta\Phi} \right|^2 \quad (6.1)$$

$$T_{MZI,2} = \frac{PD_3}{PD_A} = P_0 \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{4} \left| -\frac{\tau - e^{-\frac{\alpha L}{2}} e^{-j\frac{2\pi n_{\text{eff}} L}{\lambda}}}{1 - \tau e^{-\frac{\alpha L}{2}} e^{-j\frac{2\pi n_{\text{eff}} L}{\lambda}}} + \sqrt{X} \cdot e^{i\Delta\Phi} \right|^2 \quad (6.2)$$

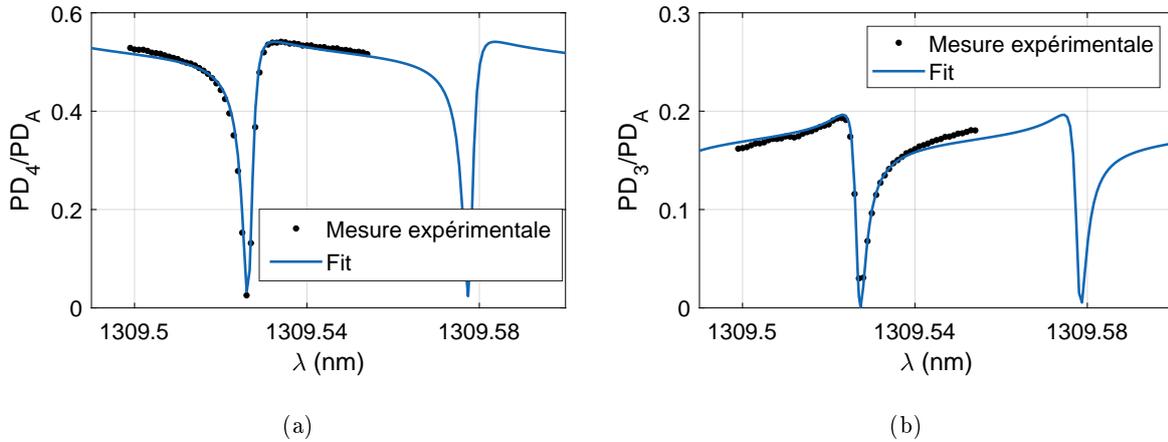


FIGURE 6.4 – Mesures expérimentales et ajustements associés pour les signaux (a) PD_4/PD_A (ajustement selon l'équation (6.1)), (b) PD_3/PD_A (ajustement selon l'équation (6.2)) lorsque $P_{\text{Heater}}=0$ mW (aucune puissance appliquée sur la chaufferette du MZI).

Les paramètres issus de l'ajustement des courbes sont donnés dans le tableau 6.1. L'indice effectif n_{eff} a été obtenu en utilisant un solveur de mode. La valeur initiale du coefficient de couplage τ est celle considérée lors de la conception du circuit, le coupleur directionnel utilisé appartenant à une bibliothèque de composants déjà étalonnés par STMicroelectronics. De même, la valeur des pertes a déjà été mesurée sur les guides d'onde larges (voir [12]). On peut constater que, en l'absence de puissance appliquée sur la chaufferette, le déphasage entre les bras du MZI est égal à $\Delta\Phi \approx -0.4\pi$. Ce déphasage initial s'explique par la différence de longueur entre les deux bras ainsi que par la discontinuité du bras supérieur. Cette dernière est à l'origine de pertes de l'ordre de 8 dB dans le guide d'onde (soit 15% de signal transmis, $X = 0.15$).

Les paramètres de l'anneau résonant étant extraits, il convient de faire varier la puissance appliquée sur la chaufferette afin d'en étudier l'influence sur la transmission du gyroscope.

Paramètres du fit	PD ₄ /PD _A	PD ₃ /PD _A
X	0.15	0.15
L	19.2 mm	19.2 mm
$\Delta\Phi$	-0.34π	-0.4π
n_{eff}	1.747	1.747
α	0.4 dB/cm	0.4 dB/cm
τ	0.915	0.92
P_0	1.36	1.5
R^2	0.989	0.973

TABLE 6.1 – Paramètres utilisés pour l’ajustement des courbes expérimentales PD₄/PD_A et PD₃/PD_A par les équations (6.1) et (6.2) sur la figure 6.4, avec P_{Heater}=0 mW. X : facteur de pertes dans le bras supérieur du MZI, L : périmètre du gyroscope, $\Delta\Phi$: déphasage entre les bras du MZI, n_{eff} : indice effectif du mode guidé, α : pertes de propagation, τ : coefficient de transmission de l’anneau, R^2 : coefficient de corrélation de l’ajustement.

6.1.2.3 Variation de la puissance de la chaufferette

Le déphasage entre les bras du MZI a été modifié en faisant circuler un courant dans la chaufferette présente sur le bras supérieur. Pour cela, une troisième pointe électrique a été utilisée sur le prober. La puissance électrique P_{Heater} correspondante est incrémentée de 0 mW à 150 mW par pas de 10 mW et pour chaque puissance, les signaux des photodiodes de mesures sont enregistrés. Les figures 6.5 (a), (b) et (c) montrent les courbes expérimentales obtenues pour PD₄/PD_A, PD₃/PD_A et (PD₄-PD₃)/PD_A lorsque la puissance sur la chaufferette varie. L’évolution du profil des résonance de Fano y est mise en évidence.

La figure 6.6 (a) donne la sensibilité expérimentale du gyroscope, obtenue à partir de la formule (3.19) en calculant le maximum de la dérivée du spectre du signal (PD₄-PD₃)/PD_A entre 1309 et 1310 nm pour chaque valeur de P_{Heater}. On constate que la sensibilité est maximum lorsque P_{heater} \approx 0 mW, soit pour un déphasage $\Delta\Phi \approx -0.4\pi$ d’après la section précédente. Ce résultat coïncide avec celui obtenu par simulation à la section 3.3.2. Afin de comparer les simulations effectuées au Chapitre 3 aux mesures expérimentales, la figure 6.6 (b) trace la sensibilité du gyroscope calculée à partir du maximum de la dérivée du spectre de la transmission $T_{MZI} = T_{MZI,1} - T_{MZI,2}$, obtenue à partir des équations (6.1) et (6.2), pour $X = 1$ et $X = 0.15$. Le cas $X = 1$ correspond à la courbe idéale de sensibilité calculée au Chapitre 3, en supposant que le bras supérieur du MZI (non couplé à l’anneau) induit uniquement un déphasage. Le cas $X = 0.15$ correspond au cas réel, où le signal subit des pertes de 8 dB dans le bras supérieur du MZI suite aux erreurs d’alignement sur le GDS.

En comparant la courbe expérimentale de la figure 6.6 (a) aux courbes de sensibilités théoriques tracées sur la figure 6.6 (b), on peut voir que le balayage en puissance sur la chaufferette correspond à un déphasage entre $\Delta\Phi \approx -0.4\pi$ et $\Delta\Phi \approx -1.1\pi$. De plus, comme attendu, la valeur maximale obtenue expérimentalement lorsque P_{Heater} = 0 mW ($S \approx 2.5 \cdot 10^{-6}$ s) correspond à la sensibilité calculée numériquement en prenant en compte les pertes dans le bras supérieur du MZI ($X = 0.15$). La sensibilité maximale sans pertes, $S \approx 6.4 \cdot 10^{-6}$ s, pourrait être atteinte en corrigeant les erreurs du GDS à l’origine est pertes. Cela permettrait également d’éliminer tout ou partie des oscillations Fabry-Pérot sur l’enveloppe des signaux mises en évidence sur la figure 6.3.

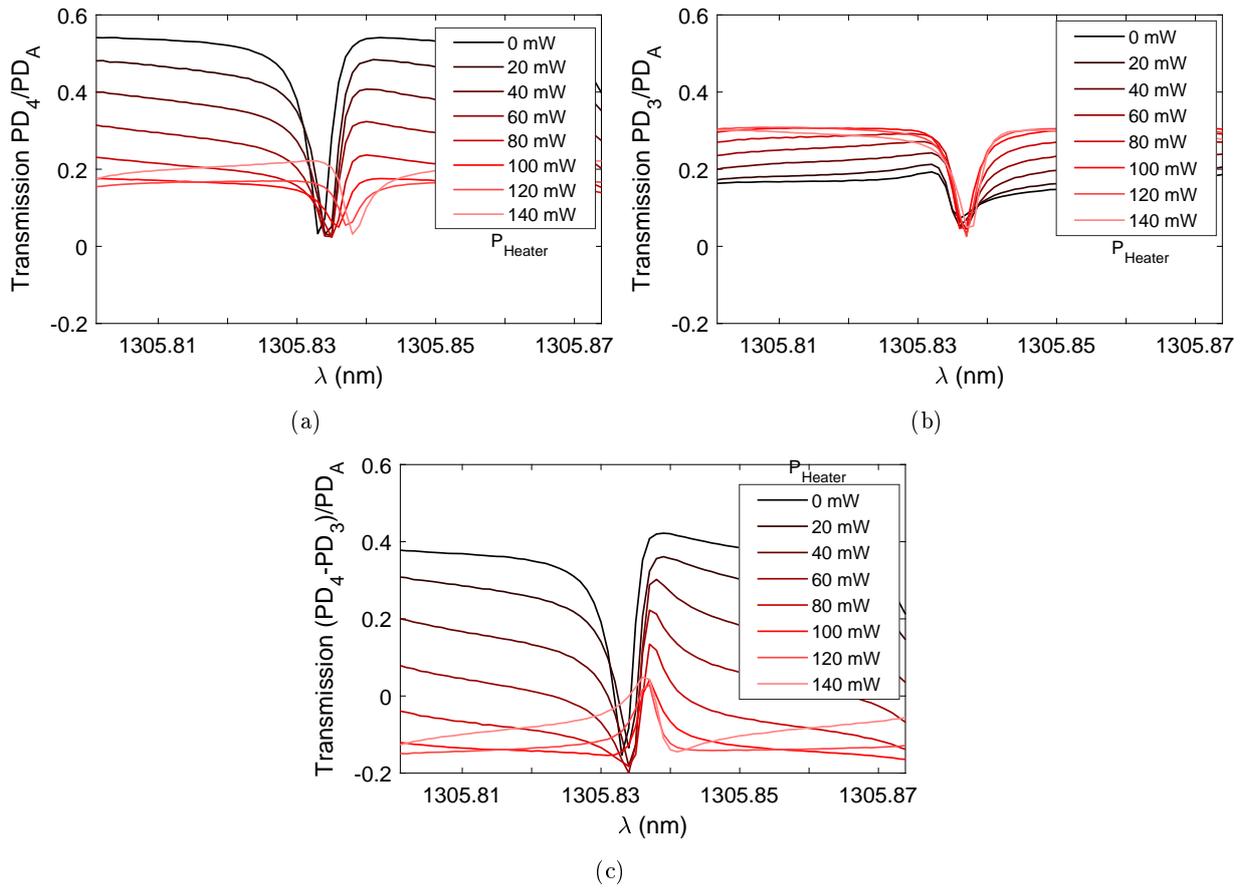


FIGURE 6.5 – Mesures expérimentales des signaux des photodiodes lorsque la puissance P_{Heater} sur la chaufferette du MZI varie : (a) PD_4/PD_A , (b) PD_3/PD_A et (c) $(PD_4-PD_3)/PD_A$. Pour une meilleure lisibilité, les courbes sont tracées pour un pas en puissance de 20 mW.

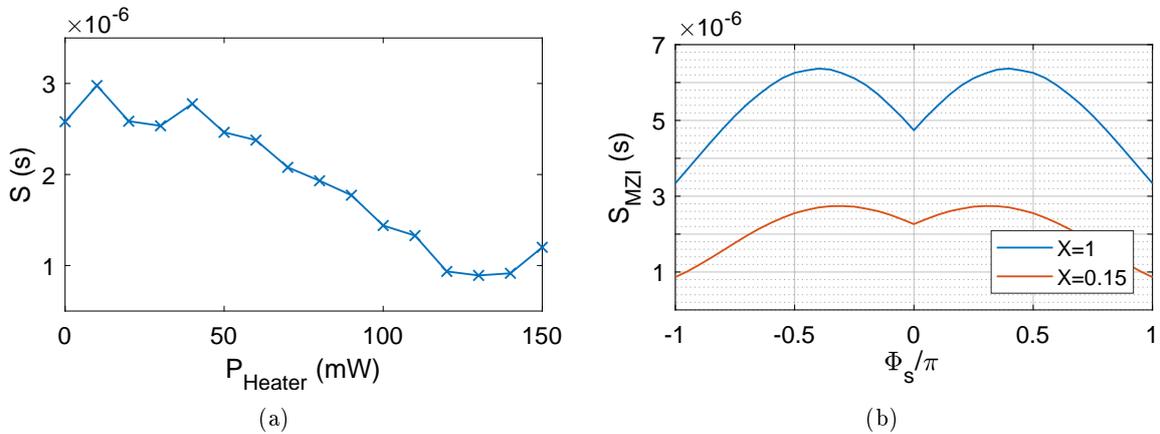


FIGURE 6.6 – (a) Sensibilité du gyroscope résonant basé sur un anneau couplé à un MZI calculée à partir de l'équation (3.19) et du maximum de la dérivée du signal $(PD_4-PD_3)/PD_A$ en fonction de P_{Heater} . (b) Sensibilité théorique du gyroscope calculée à partir des équations (6.1) et (6.2) pour $X = 1$ (MZI sans pertes) et $X = 0.15$ (pertes de 8dB dans le bras supérieur du MZI).

La figure 6.7 montre les courbes des signaux PD_4/PD_A , PD_3/PD_A et $(PD_4-PD_3)/PD_A$ mesurés expérimentalement à $P_{\text{Heater}}=0$ mW. On peut voir que faire la différence des signaux PD_4/PD_A et PD_3/PD_A permet bien de maximiser la pente. Cependant, un pas de mesure plus fin permettrait d'améliorer la résolution des courbes.

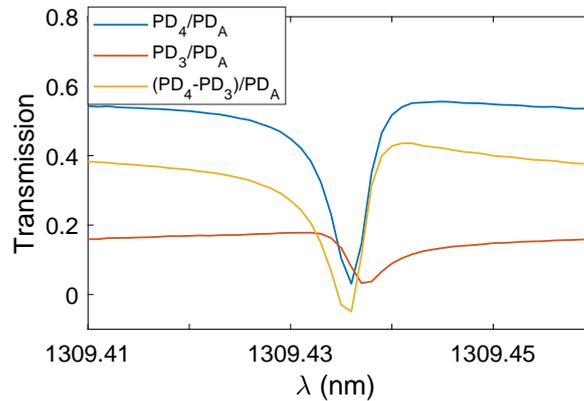


FIGURE 6.7 – Courbes expérimentales PD_4/PD_A , PD_3/PD_A et $(PD_4-PD_3)/PD_A$ pour $P_{\text{Heater}}=0$ mW.

Cette section a permis d'obtenir la caractéristique statique du gyroscope résonant basé sur un anneau couplé à un MZI sur le masque Actarus. En particulier, nous avons confirmé expérimentalement que le déphasage optimal du MZI était égal à $\pm 0.4\pi$. Cette configuration permet de doubler la sensibilité d'un gyroscope basé sur un anneau résonant seul. La résolution du gyroscope MZI a été estimée au Chapitre 3 à $1.6^\circ/\text{s}$ dans la limitation ultime du bruit de grenaille, ce qui est suffisant pour le marché de l'électronique grand public.

Pour confirmer ce résultat, les paramètres caractéristiques du gyroscope (marche angulaire aléatoire, dérive du biais) devraient être mesurés par la méthode de la variance d'Allan, décrite en annexe. Toutefois, cette mesure implique d'avoir un gyroscope complet, incluant le circuit électronique de détection permettant l'asservissement de la source laser sur la résonance du dispositif, ainsi que la modulation de phase du signal et détection synchrone afin de maximiser le rapport signal à bruit (SNR) [83], [125]. Une mesure du SNR en mode DC n'est en effet pas possible, car le bruit de l'électronique est alors trop important. La carte électronique de détection nécessite donc un travail de développement approfondi, qui n'a pas pu être étudié dans le cadre de cette thèse. Afin d'améliorer les performances du gyroscope, cependant, un autre point important est celui de la réduction des pertes de propagation dans l'anneau. Dans la section suivante, nous nous intéresserons donc à la caractéristique des composants passifs fabriqués sur la plateforme DAPHNE en SiN PECVD et PVD.

6.2 Circuits SiN passifs - STMicroelectronics

Cette section présente la caractérisation du SiN déposé par pulvérisation cathodique (PVD) à STMicroelectronics et la compare à celle du SiN PECVD "standard". Comme expliqué à la section 4.3, trois films PVD ont été déposés à partir d'une cible de silicium en faisant varier la puissance du générateur ainsi que le flux de diazote et d'argon dans la chambre. Des mesures d'ellipsométrie ont été effectuées à STMicroelectronics pour des longueurs d'onde $\lambda = 193$ nm, 248 nm, 633 nm, 940 nm, 1310 nm et 1600 nm. Pour chaque SiN, les valeurs de la partie réelle de l'indice de réfraction, notée n , ont ensuite été interpolées selon la loi de Cauchy (polynôme d'ordre 2 en $1/\lambda^2$), permettant d'obtenir les valeurs de n aux longueurs d'onde intermédiaires. Les indices de réfraction à $\lambda = 1310$ nm et l'épaisseur des films sont résumés dans le tableau 6.2. L'épaisseur du film d'indice de réfraction le plus élevé (SiN PVD 3) n'a cependant pas été transmise par STMicroelectronics. Dans un premier temps, nous nous intéresserons aux mesures de pertes réalisées sur les différents types de SiN (pertes linéaires et de courbure) ; puis nous expliquerons comment l'indice effectif des guides d'onde a été extrait théoriquement et expérimentalement avec le MZI asymétrique.

	n(1310 nm)	Epaisseur du film
SiN PVD 1	1.993	632 ± 8 nm
SiN PVD 2	1.942	627 ± 16 nm
SiN PVD 3	2.440	≈ 600 nm
SiN PECVD "standard"	1.914	600 ± 20 nm

TABLE 6.2 – Indices de réfraction et épaisseurs des différents films de SiN PVD et PECVD étudiés, mesurés par ellipsométrie.

6.2.1 Présentation du banc de mesures

Les guides d'onde fabriqués avec les différents types de SiN déposés à STMicroelectronics ont été caractérisés grâce aux structures présentées à la section 4.3.2. Le schéma et les photographies du banc optique correspondant sont donnés respectivement sur la figure 6.8 et 6.9. Une source large bande (BestSLED) est utilisée afin de couvrir la gamme de longueurs d'onde 1200 - 1700 nm. La lumière est polarisée rectilignement selon le mode TE ou TM en maximisant le signal en sortie d'un contrôleur de polarisation, derrière lequel un polariseur rectiligne est placé pour ne laisser passer que la composante d'intérêt. Une fibre lentillée à maintien de polarisation permet alors l'injection de la lumière dans l'échantillon par couplage par la tranche. Une seconde fibre lentillée est utilisée pour collecter le signal après sa propagation dans un guide d'onde. La puissance optique est ensuite détectée par un analyseur de spectre (spectromètre Agilent 86140) avec une résolution maximum de 0.07 nm. Le couplage de la lumière entre le guide d'onde et l'échantillon est optimisé en translatant les fibres lentillées en entrée et en sortie selon les axes X, Y et Z de manière à maximiser le signal mesuré par le spectromètre. Une caméra infrarouge (IR) est également utilisée pour visualiser la lumière injectée dans l'échantillon.

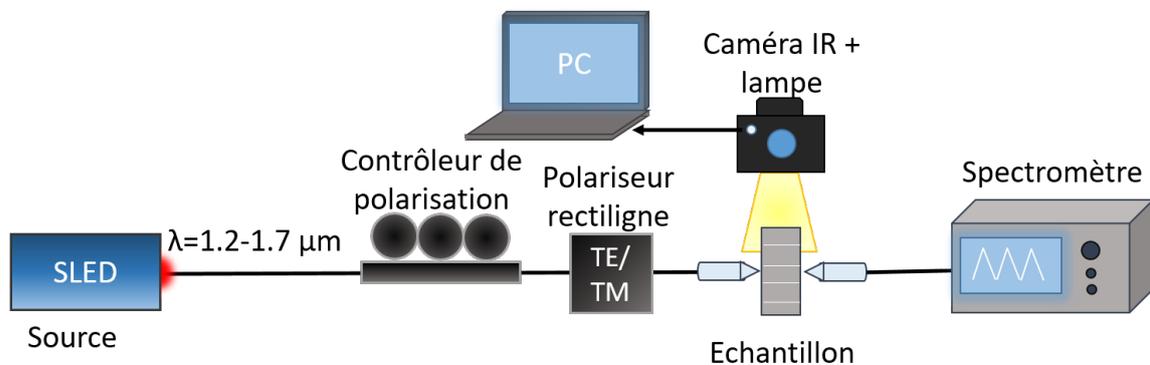


FIGURE 6.8 – Schéma du banc de mesure utilisé pour la caractérisation des guides d'onde par couplage par la tranche. Dans le cas des échantillons fournis par STMicroelectronics, une source large bande est utilisée (SLED). La lumière est polarisée rectilignement selon le mode TE ou TM et collectée avec un spectromètre. La lumière injectée est visualisée au moyen d'une caméra infrarouge (IR).

Les fibres lentillées utilisées pour l'injection et la collecte du signal ont été fabriquées par OZ Optics [126]. Ce type de fibre permet d'adapter la largeur du mode guidé par la fibre à celui du guide d'onde intégré, afin de maximiser le couplage entre les deux. Pour cela, le bout de la fibre est poli selon un certain angle et jusqu'à un certain rayon, formant ainsi une lentille. Dans le cadre de cette thèse, elles sont caractérisées par une distance de travail de $10 \mu\text{m}$ (distance entre la fibre et l'échantillon au couplage optimal), et une largeur de mode de $2 \mu\text{m}$, qui correspond à la largeur visée pour les guides d'onde slots semi-gravés. La figure 6.10 montre, à titre d'exemple, une photographie prise à la caméra infrarouge de l'injection de lumière dans un guide d'onde strip via la fibre lentillée d'entrée. Les pertes de couplage du banc de mesure ont été évaluées en mesurant le niveau de puissance détecté par le spectromètre lorsque les deux fibres lentillées sont

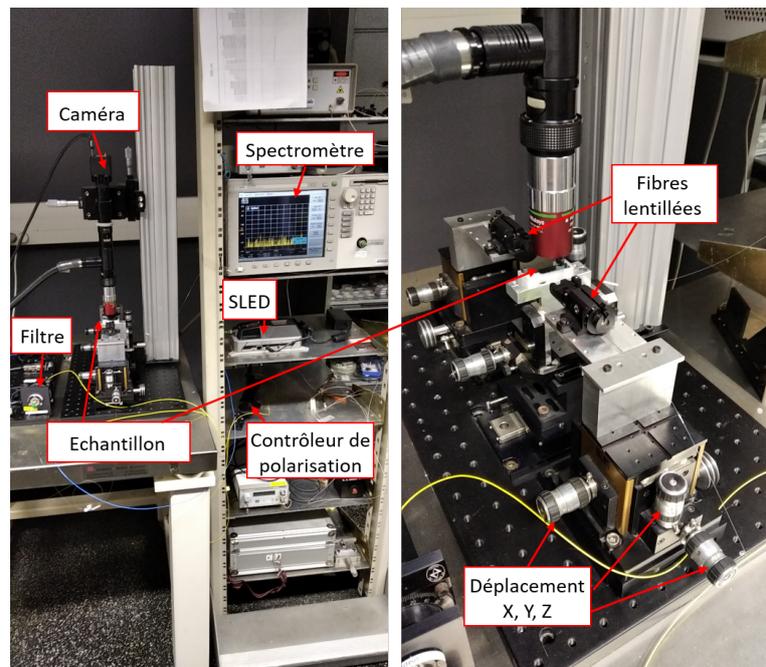


FIGURE 6.9 – Photographie du banc de mesure utilisé pour la caractérisation des guides d'onde par couplage par la tranche. À droite : zoom sur la zone d'injection et de collecte du signal par les fibres lentillées.

couplées l'une à l'autre (sans échantillon), et en comparant cette valeur à la puissance mesurée en sortie d'un guide d'onde de longueur connue, après déduction des pertes de propagation. Elles ont ainsi pu être estimées à ≈ 14 dB.

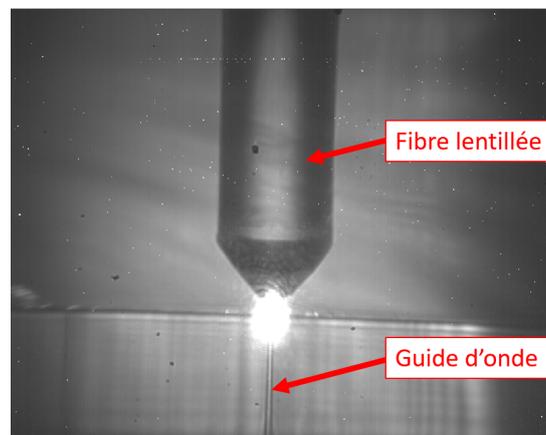


FIGURE 6.10 – Injection par la fibre lentillée d'entrée de lumière en polarisation TE dans un guide d'onde strip en SiN fort indice. Photographie prise avec la caméra infrarouge.

6.2.2 Mesures de pertes

Les pertes linéaires des SiN PECVD, PVD 1 et PVD 2 ont été mesurées en polarisation TE et TM grâce aux spirales de longueur 4.2 cm, 7 cm et 9.8 cm présentées à la section 4.3.2. Pour chaque spirale, le couplage est optimisé en ajustant la position des deux fibres lentillées. Le spectre de la puissance de sortie de l'échantillon obtenu par le spectromètre est moyenné sur 10 acquisitions de manière à améliorer le rapport signal à bruit de la mesure. Pour la même raison, une résolution de 5 nm est utilisée pour que la valeur du signal de chaque longueur d'onde soit au dessus du bruit du détecteur intégrée du spectromètre qui est de 10 pW. La technique de mesure de pertes de propagation ne nécessite pas d'utiliser la résolution ultime du spectromètre

pour les raisons suivantes :

- 1) L'utilisation d'une source large bande incohérente permet de s'affranchir des résonances de la cavité Fabry-Pérot créée par les deux facettes du guide d'onde.
- 2) L'évolution des pertes de propagation en fonction de la longueur liée à la rugosité des facettes est lentement variable.
- 3) Les pics d'absorption liés aux défauts N-H ou O-H du SiN possèdent des largeurs à mi-hauteur plus importantes que la résolution choisie.

Pour chaque longueur d'onde λ , la valeur des pertes ainsi que les barres d'erreur associées ont été calculées en effectuant une régression linéaire sur la puissance en sortie des spirales selon la méthode de York, décrite plus en détail dans la section suivante. Les pertes sont données par le coefficient directeur de la droite de régression, et les barres d'erreurs par l'incertitude sur ce coefficient. Lors du calcul de la régression, une incertitude de 10% (0.45 dBm) a été considérée sur chaque valeur de puissance. Cette incertitude correspond à l'erreur obtenue empiriquement en répétant la mesure à plusieurs reprises. La figure 6.11 trace les pertes mesurées en polarisation TE et TM. On constate que les largeurs à -1 dB des pics d'absorption les plus fins sur les courbes sont supérieures à 25 nm.

Le SiN PVD 3 n'a pas pu être caractérisé, car le signal en sortie des guides d'onde était insuffisant. Cela est possiblement dû à sa forte teneur en silicium, réduisant la largeur de sa bande interdite (aussi appelée "gap") et le rendant absorbant sur la plage longueurs d'ondes considérée. D'autre part, les structures réalisées avec un MMI afin de normaliser le signal n'ont pas pu être employées car la différence de longueur des bras de mesure (1 mm, 2 mm et 3 mm) est insuffisante pour obtenir une valeur précise des pertes. En effet, des pertes de l'ordre de 1 dB/cm correspondent à un écart de puissance de 0.1 dB en sortie de ces guides d'onde, ce qui est inférieur à la précision de la mesure.

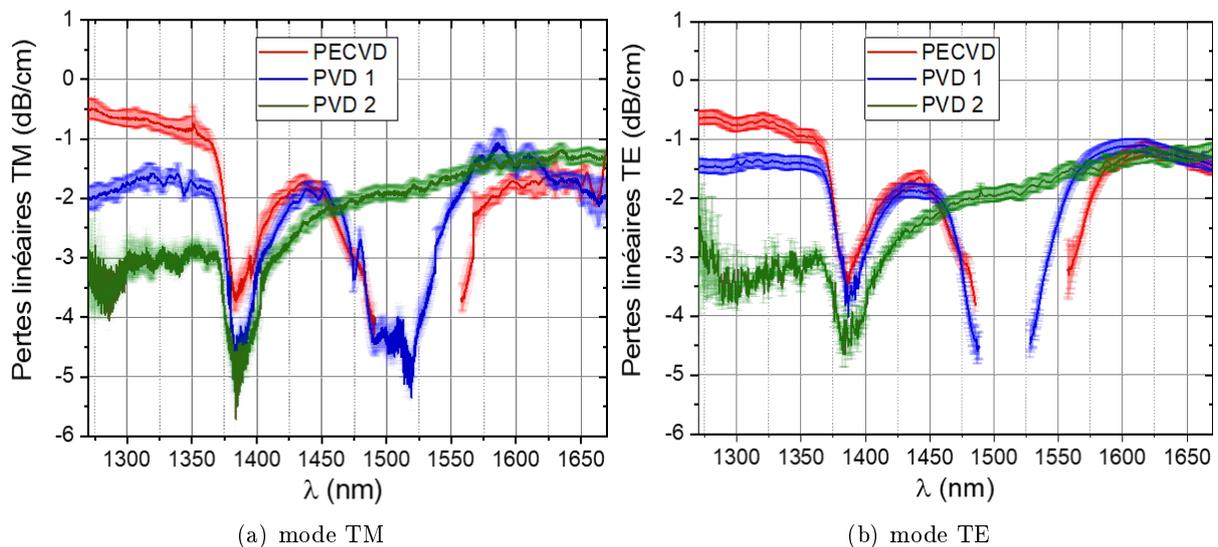


FIGURE 6.11 – Pertes de propagation linéaires des guides d'onde de type strip de largeur $w=700$ nm en SiN PVD et PECVD standard déposé à STMicroelectronics : (a) mode TM et (b) mode (TE)

Sur la figure 6.11, on constate que les trois types de SiN considérés présentent un pic d'absorption autour de 1380 nm, dû aux liaisons O-H. Les SiN PECVD standard et PVD 1 montrent d'autre part un fort pic d'absorption autour de 1525 nm, causé par les liaisons N-H. Pour ces deux nitrures, la valeur des pertes n'a pas pu être mesurée au niveau de ce pic, car la puissance détectée sur le spectromètre était au niveau du bruit, rendant la régression linéaire impossible. Le signal est donc faible en sortie des guides d'onde, ce qui indique des pertes élevées. En revanche,

le SiN PVD 2, dont l'indice de réfraction est proche de celui du SiN stœchiométrique ($n=2$ à 1550 nm), ne présente pas de pic d'absorption à 1525 nm. Les pertes linéaires correspondantes sont de 1.6 ± 0.1 dB/cm en polarisation TE et 1.7 ± 0.1 dB/cm en polarisation TM. Ce SiN est donc particulièrement intéressant pour les applications d'amplification optique avec l'erbium. On peut noter d'autre part que les pertes obtenues pour le SiN PECVD à 1310 nm (0.7 ± 0.1 dB/cm en TE) correspondent à celles mesurées dans la thèse de Sylvain Guerber [12].

Des mesures de pertes de courbures du mode TE ont également été réalisées sur les structures décrites à la section 4.3.2 pour les deux SiN PVD, suivant le même principe que pour les pertes linéaires. Le rayon de courbure des guides d'onde est de 20 μm . Ces pertes ont également été calculées à partir du solveur de mode pour les guides d'onde courbes implémenté sans moyennage d'indice, et présenté à la section 4.3.2. Les pertes mesurées et calculées numériquement sont tracées sur la figure 6.12.

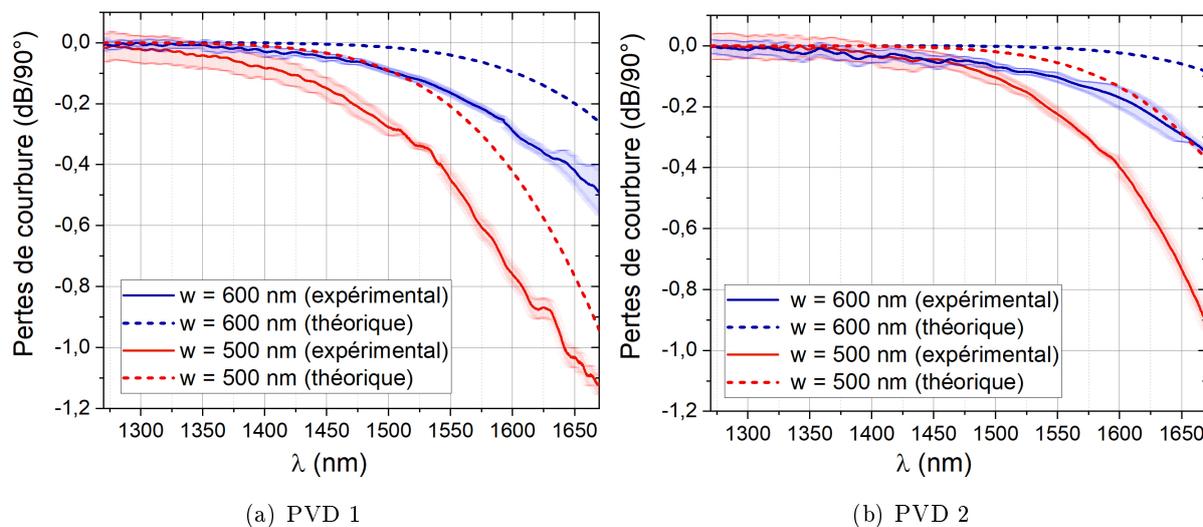


FIGURE 6.12 – Pertes de courbure (rayon 20 μm) des guides d'onde de type strip de largeur $w=500$ nm et 600 nm en SiN PVD déposé à STMicroelectronics (mode TE) : (a) SiN PVD 1 et (b) SiN PVD 2.

On constate que ces pertes sont plus importantes pour les guides d'onde de largeur $w=500$ nm que pour ceux de largeur $w=600$ nm. Cela s'explique par le fait que pour une épaisseur équivalente, l'indice effectif d'un guide d'onde diminue lorsque sa largeur est réduite, ce qui augmente l'effet tunnel optique responsable des pertes de courbure. De plus, les pertes augmentent à plus basse longueur d'onde pour le SiN PVD 1 que pour le SiN PVD 2, car son indice de réfraction est plus faible, et le mode est donc moins confiné. Pour les deux types de SiN PVD, avec une largeur de 600 nm, un rayon de 20 μm est suffisant afin d'avoir des pertes inférieures à 0.1 dB à 1550 nm dans les virages. Les pertes mesurées expérimentalement sont plus élevées que celles calculées numériquement, car la simulation ne tient compte que des pertes par fuites latérales. Or, la rugosité des flancs des guides d'onde induit des pertes supplémentaires. Plus la longueur d'onde augmente, et plus le mode est en interaction avec les flancs des guides d'onde, ce qui explique l'augmentation des pertes.

6.2.3 Extraction des indices effectifs

Les indices effectifs du mode TE des guides d'onde de 500 nm et 600 nm de large en SiN PVD ont été simulés avec le solveur de mode pour les guides d'onde droits déjà utilisé pour les guides d'onde slots à la section 4.5.1. Ce solveur a l'avantage de ne pas réaliser de moyennage d'indice de réfraction aux interfaces des guides d'onde, garantissant une meilleure précision sur

l'indice effectif calculé, comme le montre la figure 6.13. Les indices effectifs ainsi calculés pour les deux largeurs de guides sont donnés sur la figure 6.14.

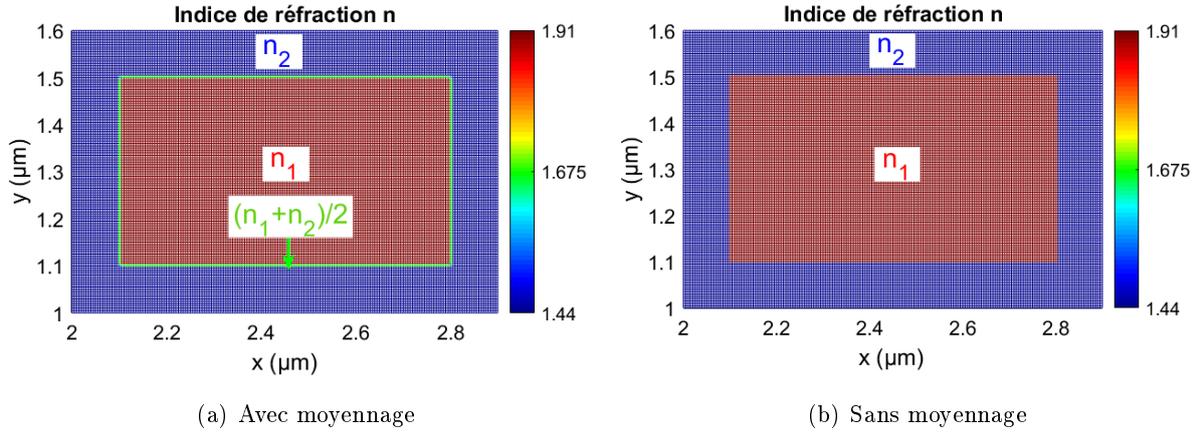


FIGURE 6.13 – Exemple de maillage utilisé par le solveur de mode permettant le calcul de l'indice effectif des guides d'onde par la méthode des différences finies implémenté sur MATLAB. Dans cet exemple, l'indice de réfraction du guide d'onde vaut $n_1 = 1.91$, celui de la gaine vaut $n_2 = 1.44$. Le calcul est effectué (a) avec moyennage d'indice : à l'interface guide d'onde / gaine, la valeur de l'indice de réfraction est fixée à $n_{moy} = \frac{(n_1 + n_2)}{2}$; et (b) sans moyennage : aucune approximation n'est faite sur l'indice de réfraction à l'interface.

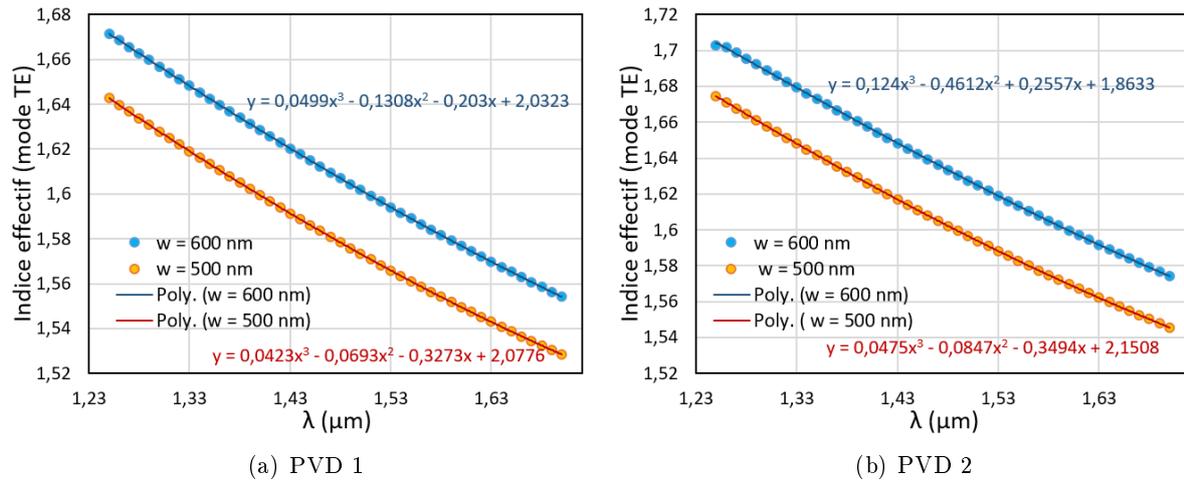


FIGURE 6.14 – Indice effectif du mode TE calculé numériquement sans moyennage d'indice en fonction de la longueur d'onde et ajustement par un polynôme d'ordre 3 : (a) SiN PVD 1, (b) SiN PVD 2.

Les courbes d'indice effectif ont été ajustées avec un polynôme de degré 3, représenté sur la figure 6.14, selon la relation :

$$n_{\text{eff}}(\lambda) = a_4 \cdot \lambda^3 + a_3 \cdot \lambda^2 + a_2 \cdot \lambda + a_1 \quad (6.3)$$

Pour les deux SiN PVD, les valeurs des coefficients polynômiaux a_i avec $i=1, 2, 3$ ou 4 ont ensuite été mesurées expérimentalement, afin de comparer les valeurs obtenues à celles calculées numériquement. La mesure a été réalisée en détectant la puissance en sortie du MZI asymétrique présenté à la section 4.3.2. La méthode d'extraction de ces coefficients est présentée ici. La figure 6.15 montre, à titre d'exemple, la courbe obtenue en sortie du MZI asymétrique pour le SiN PVD 1 avec une largeur de guide d'onde $w = 600$ nm (courbe bleue). La puissance détectée en sortie du MZI en fonction de la longueur d'onde dépend de l'indice effectif n_{eff} selon l'équation (4.1). La courbe expérimentale de puissance a donc été ajustée selon l'équation (6.4) :

$$P_{out}(\lambda) = P_{in}(\lambda) \cdot \cos^2 \left(\frac{2\pi n_{eff}(\lambda)\Delta L}{\lambda} \right) + \text{Offset}(\lambda) \quad (6.4)$$

Comme on peut le constater sur l'équation (6.4), la partie réelle de n_{eff} n'intervient que dans la partie oscillante de la puissance de sortie. La variation du facteur P_{in} avec λ dépend de la puissance de la source de lumière utilisée avec λ , des facteurs de couplage et découplage entre les fibres lentillées et le dispositif, et des pertes de propagation dans les différentes parties du dispositif. L'offset peut, quant à lui, être attribué à un déséquilibre de puissance entre les deux bras du Mach Zehnder causé par une asymétrie des diviseurs de faisceaux (MMI), ou par des pertes de propagation inégales du fait de la différence de longueur des deux bras. Pour s'affranchir dans l'ajustement de ces deux coefficients, on commence par faire une recherche des maxima et de minima de chaque oscillation de la courbe expérimentale, puis on les ajuste par un polynôme de degré n (nombre d'oscillations de la courbe). Les coefficients $P_{in}(\lambda)$ et $\text{Offset}(\lambda)$ sont déterminés à partir des maxima et minima P_{max} et P_{min} par les relations : $P_{in} = (P_{max} - P_{min})$ et $\text{Offset} = P_{min}$. Ainsi, les oscillations associées au terme en \cos^2 de l'expression (6.4) varient entre 0 et 1, ce qui permet de n'ajuster que la partie réelle de l'indice effectif des modes guidés.

La courbe expérimentale de puissance en sortie du MZI est alors ajustée par un algorithme de Levenberg-Marquardt [127] appliqué aux 4 coefficients a_i de l'équation (6.3) ainsi qu'à ΔL . En effet, bien que la valeur de ΔL soit fixée à 100 μm sur le masque GDS, les erreurs d'alignement peuvent légèrement faire varier cette longueur d'un dispositif à l'autre. Les valeurs initiales utilisées pour les coefficients a_i sont celles obtenues théoriquement par le calcul représenté sur la figure 6.14. La figure 6.15 montre le résultat de l'ajustement de la courbe expérimentale pour le SiN PVD 1 avec une largeur de guide d'onde $w = 600$ nm (courbe rouge).

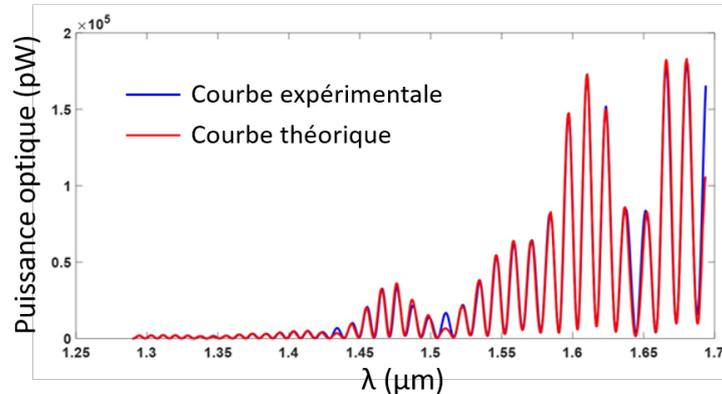


FIGURE 6.15 – Puissance optique en sortie du MZI asymétrique pour un guide d'onde en SiN PVD 1 de largeur $w = 600$ nm. En bleu : courbe expérimentale. En rouge : courbe théorique obtenue avec l'équation (6.3) à partir des coefficients a_i extraits des valeurs d'indices effectifs calculées numériquement.

On se propose à présent de vérifier la validité du modèle proposé. Comme pour toute méthode interférentielle qui permet de mesurer une différence de chemin optique avec une grande précision, il n'est pas possible d'obtenir directement la valeur de l'indice effectif, mais uniquement sa variation avec la longueur d'onde. À partir de l'équation (6.4), on obtient la position des maxima de la courbe d'interférence en sortie du MZI. Les longueurs d'onde correspondant à ces maxima locaux sont notées λ_m . L'indice effectif associé à l'ordre m peut s'écrire selon :

$$n_{eff_m} = \frac{m\lambda_m}{\Delta L} \quad (6.5)$$

En combinant l'équation (6.3) à l'équation (6.5) prise aux ordres m et $m + 1$, on obtient

alors :

$$a_4 \cdot (\lambda_{m+1}^3 - \lambda_m^3) + a_3 \cdot (\lambda_{m+1}^2 - \lambda_m^2) + a_2 \cdot (\lambda_{m+1} - \lambda_m) = \frac{(\lambda_{m+1} - \lambda_m)}{\Delta L} \quad (6.6)$$

On peut constater que le coefficient constant a_1 du polynôme de l'indice effectif ne peut pas être déterminé directement à partir de la position des oscillations de la courbe de réponse du MZI asymétrique. Cela ne remet toutefois pas le modèle proposé en cause. Supposons que l'on modifie la valeur de a_1 dans l'ajustement de manière à ce que n_{eff_m} corresponde à $(m+1)\lambda_m/\Delta L$ ou $(m-1)\lambda_m/\Delta L$ au lieu de $m\lambda_m/\Delta L$, et que l'on effectue à nouveau la régression non-linéaire avec l'algorithme de Levenberg-Marquardt. Les valeurs de ΔL vont être modifiées, mais celles de a_2 , a_3 et a_4 restent inchangées.

Afin de mesurer une valeur suffisamment précise de n_{eff} , il faudrait réaliser une mesure temporelle avec un oscilloscope rapide comme le picoscope. Le décalage d'un pulse pour une variation de propagation de 1 cm est de l'ordre de la dizaine de picosecondes. Avec une résolution de la dizaine de femtosecondes, on obtient une précision de la mesure à la troisième décimale, ce qui est suffisant pour discriminer la bonne valeur du coefficient a_1 . Cette méthode n'a pour le moment pas pu être mise en oeuvre sur le banc expérimental de l'INL en raison d'un problème de parasitage de la ligne électrique qui a détruit la photodiode rapide du picoscope.

Les valeurs expérimentales des coefficients a_i et de ΔL sont résumées dans le tableau 6.3 pour les deux types de SiN PVD et les deux largeurs de guides d'onde considérées ($w = 500$ nm et $w = 600$ nm). Les valeurs théoriques correspondantes sont également données avec et sans moyennage d'indice aux interfaces des guides d'onde lors de la simulation. L'écart entre les coefficients expérimentalement mesurés et calculés théoriquement est inférieur à 0.3% lorsque le calcul est effectué sans moyennage d'indice, confirmant la validité du modèle proposé. Cet écart devient plus important lorsque le moyennage est utilisé.

SiN PVD 1	a_1	a_2	a_3	a_4	ΔL
$w=600$ nm, expérimental	2.031722	-0.207645	-0.1373	0.050496	98.54 μm
$w=600$ nm, th. sans moyennage	2.032273	-0.203019	-0.130806	0.049883	100 μm
$w=600$ nm, th. avec moyennage	2.034062	-0.207522	-0.128849	0.049706	100 μm
$w=500$ nm, expérimental	2.077583	-0.336101	-0.069085	0.040907	98.40 μm
$w=500$ nm, th. sans moyennage	2.077636	-0.327296	-0.06935	0.042271	100 μm
$w=500$ nm, th. avec moyennage	2.080295	-0.334240	-0.065644	0.041733	100 μm
SiN PVD 2	a_1	a_2	a_3	a_4	ΔL
$w=600$ nm, expérimental	1.863764	0.274002	-0.445412	0.115261	99.42 μm
$w=600$ nm, th. sans moyennage	1.863318	0.255719	-0.461235	0.123996	100 μm
$w=600$ nm, th. avec moyennage	1.864185	0.253221	-0.460839	0.124202	100 μm
$w=500$ nm, expérimental	2.150789	-0.348823	-0.085166	0.048302	99.58 μm
$w=500$ nm, th. sans moyennage	2.150775	-0.349366	-0.084709	0.047540	100 μm
$w=500$ nm, th. avec moyennage	2.153564	-0.350412	-0.081204	0.047095	100 μm

TABLE 6.3 – Valeurs théoriques et expérimentales des coefficients du polynôme de degré 3 utilisé pour l'ajustement de la courbe des indices effectifs des guides d'onde en SiN PVD 1 et PVD 2, pour des largeurs de guides $w = 600$ nm et $w = 500$ nm. L'écart entre les valeurs théoriques (notées "th.") et expérimentales est de 0.3% lorsque le calcul est effectué sans sans moyennage d'indice, et plus éloignées avec moyennage.

Cette section a permis de caractériser le SiN PVD déposé à STMicroelectronics et de comparer ses propriétés à celles du SiN PECVD standard. En particulier, le SiN PVD 2, quasi-stœchiométrique, ne présente pas le pic d'absorption causé par les liaison N-H autour de 1525 nm. Ce SiN étant déposé à basse température, il est compatible avec le procédé CMOS et donc particulièrement adapté à l'amplification optique avec l'erbium. Il n'a malheureusement pas été

possible d'obtenir des plaques non traitées avec ce SiN, c'est pourquoi, dans le cadre de la technologie développée à l'INL, c'est le SiN PECVD qui a été utilisé.

6.3 Circuits SiN passifs - INL

Le SiN PVD stœchiométrique (SiN PVD 2) a été identifié comme une alternative potentielle au SiN LPCVD afin de réduire les pertes effectives des guides d'onde grâce à l'amplification optique, tout en restant compatible avec la plateforme DAPHNE. Dans cette section, on s'intéresse à la caractérisation optique des guides d'onde passifs (de type strip et slot horizontal) fabriqués à l'INL afin de démontrer l'intérêt et la faisabilité des structures proposées pour l'amplification. Nous présenterons d'abord les pertes linéaires mesurées sur les guides d'onde strips avec les différents types de SiN PECVD présentés au Chapitre 4 (SiN standard ST et INL, SiN fort indice ST et INL), puis les pertes mesurées sur les guides d'onde slot horizontaux "standard" et "fort indice" associés. Enfin, nous montrerons les mesures de résonances réalisées sur les anneaux slots passifs.

6.3.1 Mesures de pertes : guides d'onde strips en SiN

Afin de comparer les différents types de SiN PECVD utilisés pour la fabrication des guides d'onde slots horizontaux, des mesures de pertes linéaires ont été réalisées sur des guides d'onde strips d'épaisseur $e \approx 350$ nm (SiN ST) et $e = 325 \pm 25$ nm (SiN INL). La largeur de ces guides d'onde est $w = 1000 \pm 150$ nm (SiN standard ST et INL) et $w = 750 \pm 150$ nm (SiN fort indice ST et INL). Les pertes linéaires ont été mesurées pour les polarisations TE et TM à partir des structures proposées à la section 4.5.2. Le banc de caractérisation utilisé est le même que pour les structures développées à ST (figure 6.8 à la section précédente).

Les pertes sont obtenues en effectuant une régression linéaire en sortie des quatre guides d'onde de longueur différentielle 0.8 cm, 1.2 cm, 1.6 cm et 2 cm selon la méthode de York. Cette méthode, détaillée dans la référence [128], permet le calcul de la régression linéaire par la méthode des moindres carrés en ajoutant une barre d'erreur sur les variables indépendantes (ici la longueur différentielle du guide d'onde) et dépendantes (ici la puissance optique en sortie). L'erreur sur la longueur des guides d'onde a été estimée à ± 10 μm d'après la tolérance de la lithographie laser renseignée dans la documentation du constructeur. L'erreur sur la puissance mesurée est de 10% (0.45 dBm). La figure 6.16 montre un exemple de calcul des pertes de propagation par régression linéaire pour le SiN standard ST : les pertes sont ici de 7.3 ± 0.7 dB/cm.

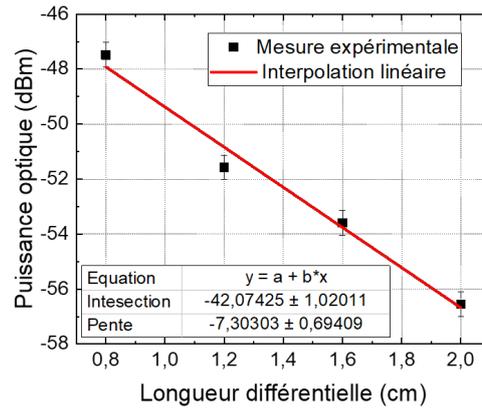


FIGURE 6.16 – Exemple de calcul de pertes linéaires pour les guides d’onde strips en SiN standard ST à 1550 nm à partir de la puissance optique en fonction de la longueur différentielle des guides d’onde. Les pertes mesurées sont ici de 7.3 ± 0.7 dB/cm.

Les résultats des mesures de pertes sur les différents types de SiN PECVD sont donnés sur la figure 6.17. La résolution du spectromètre est prise à 5 nm. On peut observer que les deux SiN enrichis en silicium (fort indice ST et INL) présentent un pic d’absorption réduit autour de 1525 nm, ce qui rend la configuration slot "fort indice" potentiellement plus intéressante pour l’amplification. Les pertes sont, dans chaque cas, plus élevées en polarisation TM que TE : cela s’explique par la géométrie des guides d’onde, plus larges que hauts, ce qui implique que le recouvrement du mode guidé avec les interfaces sera plus important en polarisation TM qu’en TE.

En polarisation TE, les pertes mesurées sur les guides d’onde en SiN standard déposé à STMicroelectronics et processé à l’INL (3 dB/cm à 1310 nm) sont sensiblement plus élevées que celles obtenues avec le même SiN mais pour des guides d’onde entièrement fabriqués à STMicroelectronics (0.4 dB/cm ont été mesurés pour des guides d’onde de même épaisseur et de largeur 900 nm dans la thèse de Sylvain Guerber [12]). Cet écart est dû à la différence de performance des plateformes DAPHNE et Nanolyon : en effet, la photolithographie UV ainsi que l’étape de CMP réalisées à STMicroelectronics permettent de fortement réduire la rugosité des flancs et interfaces des guides d’onde. La qualité de la silice servant à l’encapsulation peut également influencer la valeur des pertes. Enfin, lors de la fabrication à l’INL, des poussières peuvent se déposer sur les guides d’onde, notamment lors du transfert des échantillons d’un équipement à l’autre, induisant des pertes supplémentaires. On peut aussi noter que, dans le cas du SiN standard ST et INL, les pertes de propagation en polarisation TM sont beaucoup plus importantes que celles obtenues en polarisation TE. Cet effet, également observé dans [12], provient de fuites de la lumière vers le substrat en silicium, les 2 μm de SiO_2 séparant le SiN du substrat étant insuffisants pour confiner la lumière dans le guide d’onde en TM.

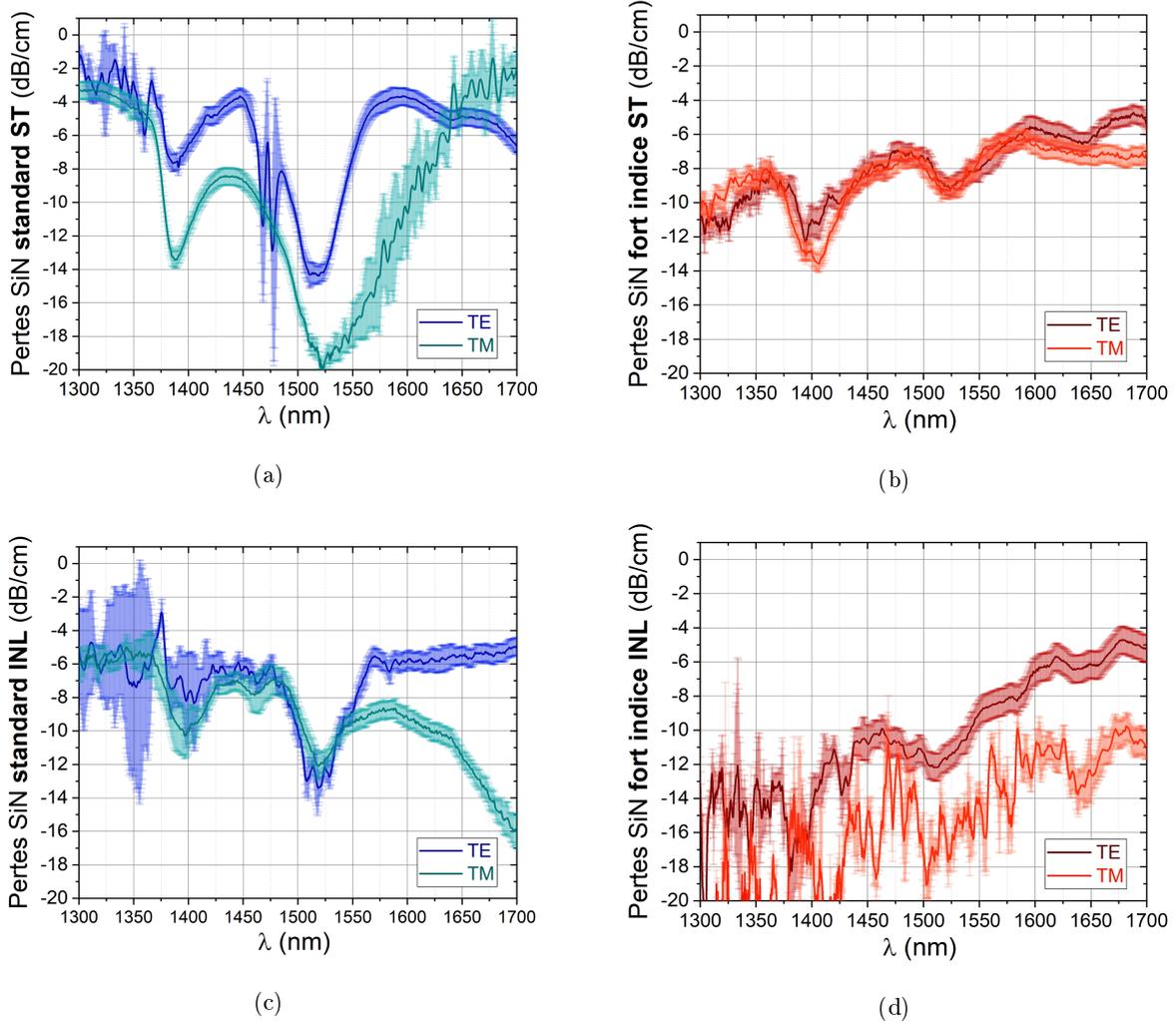


FIGURE 6.17 – Mesures de pertes linéaires sur les guides d'onde strip en SiN : (a) SiN standard ST, $w = 1000 \pm 150$ nm, (b) SiN fort indice ST, $w = 750 \pm 150$ nm, (c) SiN standard INL, $w = 1000 \pm 150$ nm, (d) SiN fort indice INL, $w = 750 \pm 150$ nm

6.3.2 Mesures de pertes : guides d'onde slots horizontaux

Les guides d'onde slots passifs (avec une couche de SiO_2 ou Al_2O_3 non dopée) ont été caractérisés de la même manière que les guides d'onde strips. Les deux configurations proposées à la section 5.5 ont été étudiées : "standard" et "fort indice". Les pertes linéaires en polarisation TE et TM des guides d'onde slots avec une couche de SiO_2 sont données sur la figure 6.18, et avec une couche d' Al_2O_3 sur la figure 6.19. On constate que, comme pour les guides d'onde strips, le pic d'absorption à 1525 nm est réduit pour les deux polarisations dans le cas de la configuration fort indice, ce qui est intéressant dans le cas d'un dopage à l'erbium. Ce pic d'absorption est en revanche important pour la configuration standard.

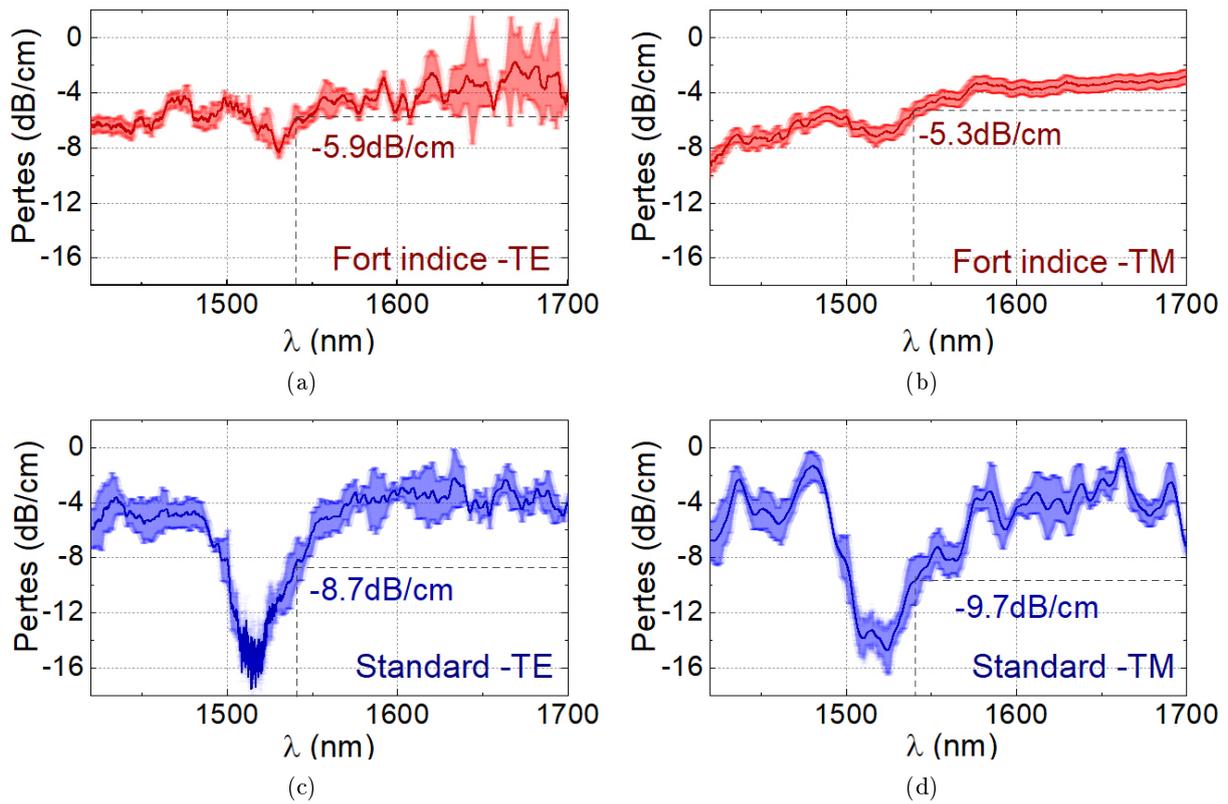


FIGURE 6.18 – Mesures de pertes linéaires sur les guides d'onde slots horizontaux pour les configurations (a) Fort indice (polarisation TE), (b) Fort indice (polarisation TM), (c) Standard (polarisation TE), (d) Standard (polarisation TM). L'épaisseur de la couche de SiO_2 est dans chaque cas de 40 ± 5 nm.

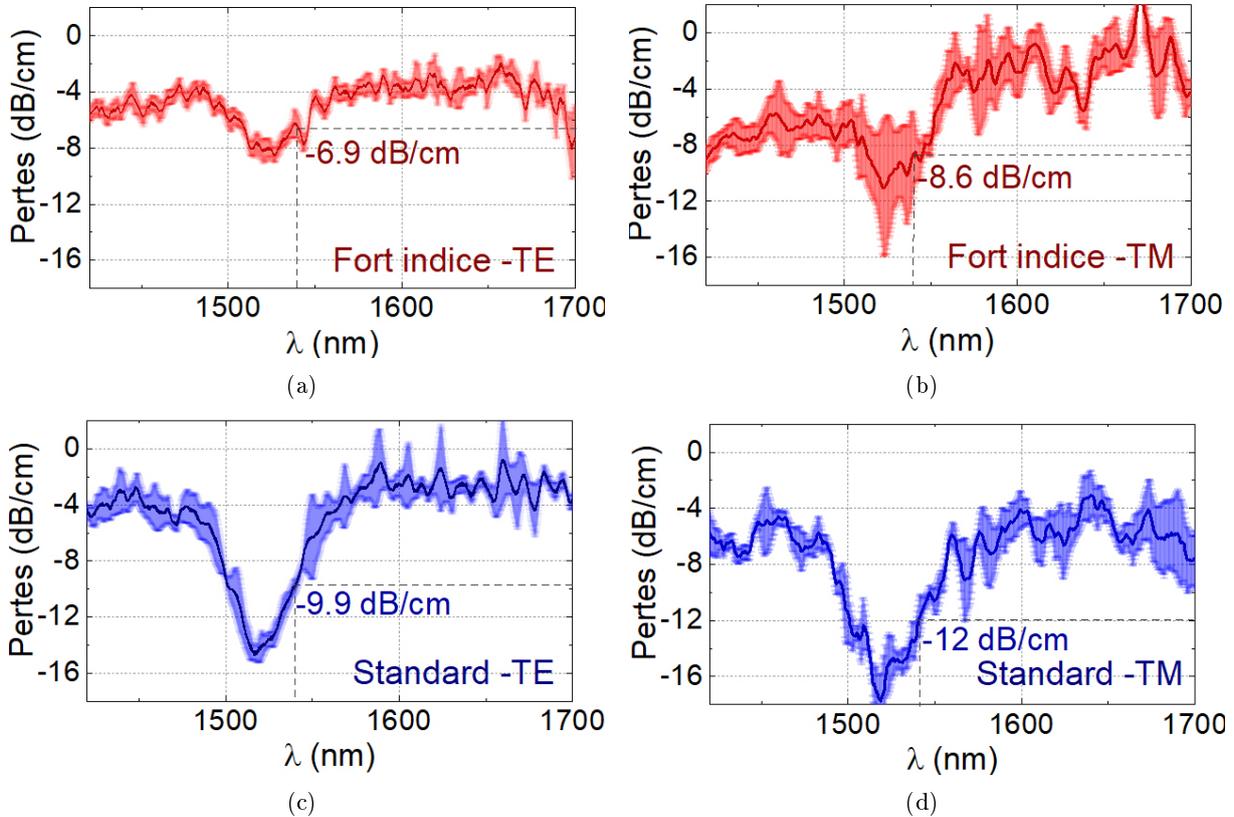


FIGURE 6.19 – Mesures de pertes linéaires sur les guides d'onde slots horizontaux pour les configurations (a) Fort indice (polarisation TE), (b) Fort indice (polarisation TM), (c) Standard (polarisation TE), (d) Standard (polarisation TM). L'épaisseur de la couche d' Al_2O_3 est de 15 ± 5 nm pour la configuration "fort indice" et de 25 ± 5 nm pour la configuration "standard".

Des oscillations sont visibles sur les courbes de pertes, potentiellement dues à des impuretés présentes sur les guides d'onde et couplant de l'énergie vers des modes radiés. Néanmoins, la valeur moyenne des pertes reste correcte. Le tableau 6.4 résume les valeurs de pertes linéaires lues au niveau du minimum du pic d'absorption causé par les liaisons N-H (autour de 1525 nm), et moyennées sur la plage de longueurs d'onde 1580 nm - 1640 nm (pertes résiduelles hors du pic d'absorption) pour l'ensemble des configurations étudiées, en polarisation TE et TM. Les barres d'erreur indiquées dans le tableau correspondent à la déviation standard des pertes sur la plage 1580 nm - 1640 nm. Les pertes résiduelles sont principalement causées par la rugosité des flancs des guides d'onde. Dans le cas de la configuration fort indice avec SiO₂ ou Al₂O₃, les pertes sont inférieures en polarisation TM qu'en polarisation TE. Comme pour les guides d'onde strip, les pertes des guides d'onde slots pourraient être davantage réduites en transférant l'intégralité du procédé de fabrication sur la plateforme DAPHNE.

SiO ₂	TM		TE	
	Pic N-H	Moyenne 1580-1640 nm	Pic N-H	Moyenne 1580-1640 nm
SiN fort indice	7.2 ± 0.7 dB/cm	3.6 ± 0.2 dB/cm	8.2 ± 0.5 dB/cm	4.2 ± 0.8 dB/cm
SiN standard	14.7 ± 1.7 dB/cm	4.1 ± 0.8 dB/cm	16.8 ± 1.6 dB/cm	3.5 ± 0.4 dB/cm
Al ₂ O ₃	TM		TE	
	Pic N-H	Moyenne 1580-1640 nm	Pic N-H	Moyenne 1580-1640 nm
SiN fort indice	11.1 ± 4.9 dB/cm	2.9 ± 1.2 dB/cm	8.6 ± 0.5 dB/cm	3.6 ± 0.4 dB/cm
SiN standard	17.8 ± 2 dB/cm	5.6 ± 1.1 dB/cm	14.7 ± 0.6 dB/cm	2.6 ± 0.6 dB/cm

TABLE 6.4 – Pertes des guides d'onde slots évaluées à partir des courbes expérimentales (figures 6.18 et 6.19) au minimum du pic d'absorption N-H (à 1525 nm) et moyennées sur la plage 1580 - 1640 nm.

Le tableau 6.5 donne la fraction de puissance optique à 1540 nm (longueur d'onde optimale pour l'amplification avec l'erbium, comme expliqué à la section 4.4) dans les différentes couches de la structure slot. Le calcul a été effectué avec un solveur de modes en utilisant les dimensions et indices de réfraction réels des différents guides d'onde slots fabriqués (voir Chapitre 5). La fraction de puissance optique a également été calculée au niveau de l'interface du guide d'onde strip supérieur en SiN et de la couche d'oxyde, ainsi qu'au niveau des flancs du guide d'onde strip, en considérant à chaque fois une épaisseur de 2 nm. En effet, la rugosité du guide d'onde à ces interfaces peut causer des pertes de propagation supplémentaires.

Le tableau 6.5 montre notamment que même pour une faible épaisseur de la couche d'Al₂O₃ (< 50 nm), la fraction de puissance dans cette couche est significative. On remarque d'autre part que cette fraction est plus importante dans le cas de la configuration fort indice, malgré une épaisseur d'Al₂O₃ inférieure à celle de la configuration standard (9% contre 6%, voir les cellules grisées dans le tableau 6.5). Cela est dû au fait que le contraste d'indice entre le SiN et l'Al₂O₃ est plus important dans le cas de la configuration fort indice. On remarque également que la fraction de puissance dans les couches de SiN est plus importante pour les guides d'onde avec une couche d'Al₂O₃ que pour ceux avec une couche de SiO₂ (celle-ci étant plus épaisse que la couche d'Al₂O₃), ce qui peut expliquer que le pic d'absorption autour du pic N-H soit plus important avec l'alumine (voir figures 6.18 et 6.19).

Les pertes d'insertion dans les guides d'onde, de l'ordre de 14 dB, ont été mesurées en comparant la puissance détectée par le spectromètre avec et sans échantillon (en couplant directement les deux fibres lentillées ensemble) et en déduisant les pertes de propagation dans le guide d'onde. Les pertes d'insertion pourraient être minimisées en injectant la lumière avec des coupleurs à réseaux de diffraction, ou en utilisant des transitions adiabatiques inversées comme proposé dans [129], où des pertes de couplage par la tranche inférieures à 3 dB ont été démontrées sur la plage 1300 - 1600 nm en polarisation TE et TM.

SiN fort indice	SiO ₂ ($e = 40$ nm)		Al ₂ O ₃ ($e = 15$ nm)	
	TM	TE	TM	TE
Guide d'onde strip SiN	39%	50%	43%	51%
Interface strip/oxyde	3%	3%	3%	3%
Couche d'oxyde	15%	6%	9%	4%
Guide d'onde SiN slab	36%	33%	39%	35%
Flancs du guide d'onde strip	0.004%	0.01%	0.004%	0.001%
SiN standard	SiO ₂ ($e = 40$ nm)		Al ₂ O ₃ ($e = 25$ nm)	
	TM	TE	TM	TE
Guide d'onde strip SiN	37%	49%	40%	49%
Interface strip/oxyde	3%	3%	3%	3%
Couche d'oxyde	10%	6%	6%	4%
Guide d'onde SiN slab	33%	28%	36%	30%
Flancs du guide d'onde strip	0.007%	0.003%	0.006%	0.003%

TABLE 6.5 – Fraction de la puissance optique dans les différentes parties des guides d'onde slots pour les configurations fort indice et standard avec SiO₂ et Al₂O₃, calculée numériquement en TE et TM à 1540 nm. Les paramètres utilisés pour la simulation sont : pour la couche de SiN inférieure : $e = 350$ nm, $n=1.91$; pour le guide d'onde strip supérieur en SiN : $e = 325$ nm, $w = 1.95$ μm , $n=2.52$ (fort indice) / $n=2.1$ (standard) ; pour la couche de SiO₂ : $e = 40$ nm, $n=1.44$; pour Al₂O₃ : $e = 15$ nm (fort indice), $e = 25$ nm (standard), $n=1.6$.

La polarisation a également été contrôlée en sortie des guides d'onde avec un polarimètre, confirmant le guidage des modes TE et TM. Les pertes de courbure des guides d'onde slot n'ont, en revanche, pas pu être mesurées directement. Cependant, l'image prise à la caméra infrarouge d'un virage de rayon 75 μm ne montre pas de variation d'intensité de la lumière diffusée avant et après ce virage, indiquant que les pertes dans le virage sont faibles (figure 6.20). Ce résultat est confirmé à la sous-section suivante, où l'on s'intéresse à la caractérisation des anneaux résonants.

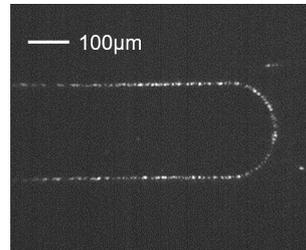


FIGURE 6.20 – Photographie du dessus d'un guide d'onde effectuant un virage de rayon 75 μm prise avec la caméra infrarouge du banc de caractérisation. La lumière circulant dans le guide est visible à cause des pertes radiatives, mais on ne distingue pas de changement d'intensité avant et après le virage.

6.3.3 Anneaux résonants : guides d'onde slots horizontaux

Les anneaux résonants conçus au Chapitre 4 ont également été caractérisés par couplage par la tranche. Le banc de mesures utilisé est identique à celui schématisé figure 6.8. Cependant, la source large bande a été remplacée par un laser accordable entre 1500 nm et 1630 nm (Tunics T100s-HP) avec un pas en longueur d'onde de 1 pm. En effet, le spectromètre utilisé pour la détection ayant une résolution limitée à 0.07 nm, il n'est pas possible de mesurer de hauts facteurs de qualité directement. La longueur d'onde du laser est balayée avec un programme Labview et, pour chaque longueur d'onde, la puissance reçue par le spectromètre est intégrée sur la fenêtre de détection, permettant de reconstituer le profil de la résonance.

Les anneaux résonants ont été caractérisés proches du pic d'absorption N-H (autour de 1550 nm), et en dehors du pic, à des longueurs d'onde supérieures à 1600 nm. Trois configurations ont été étudiées : "fort indice" avec SiO₂ ($e = 40$ nm) ou Al₂O₃ ($e = 25$ nm), et "standard" avec

SiO_2 ($e = 40$ nm). La figure 6.21 montre une photographie d'un anneau avec injection de lumière à la longueur d'onde de résonance, prise avec la caméra infrarouge. A la résonance, la puissance lumineuse circulant dans l'anneau augmente, et l'anneau s'illumine car davantage de lumière est diffusée.

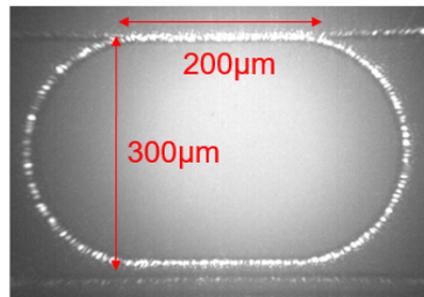


FIGURE 6.21 – Photographie prise à la caméra infrarouge d'un anneau slot à la résonance.

La figure 6.22 donne la transmission d'anneaux résonants mesurée expérimentalement en fonction de la longueur d'onde pour les trois configurations étudiées en polarisation TE, et la figure 6.23 en polarisation TM. Le contraste de la résonance (correspondant à la puissance hors résonance moins la puissance au minimum de la résonance) a été extrait directement à partir des valeurs de puissances mesurées en dBm. Pour chaque anneau, la transmission linéaire a ensuite été obtenue en normalisant la puissance détectée en sortie du guide d'onde d'injection par la puissance maximale hors résonance. L'ajustement des courbes a été effectué avec une fonction Lorentzienne afin de calculer les facteurs de qualité "chargés" avec l'équation (3.14) (longueur d'onde de résonance divisée par la largeur à mi-hauteur).

Un facteur de qualité $Q = 53000$ avec un contraste de 7 dB (anneau sous-couplé) a été mesuré en TE pour un anneau slot en configuration fort indice/ SiO_2 (figure 6.22 (a)). Pour la configuration standard/ SiO_2 , un facteur de qualité $Q = 86000$ a été obtenu en polarisation TE avec un contraste de 9 dB (figure 6.22 (b)), l'anneau est ici sous-couplé. Un facteur de qualité $Q = 54000$ avec un contraste de 17 dB (couplage critique) a également été mesuré pour la configuration fort indice/ Al_2O_3 (figure 6.22 (c)). Pour cette même configuration, la figure 6.22 (d) donne un exemple de résonance à 1560 nm, soit proche du maximum d'émission de l'erbium (≈ 1540 nm). Malgré des pertes de propagation plus importantes qu'à 1600 nm, le facteur de qualité reste élevé ($Q = 47000$).

La figure 6.23 montre des exemples de résonances en TM pour la configuration fort indice/ SiO_2 hors du pic d'absorption N-H ($Q = 49000$ avec 22 dB de contraste pour la figure 6.23 (a)) et proche du pic d'absorption ($Q = 39000$ avec 6 dB de contraste pour la figure 6.23 (b)). Pour la configuration fort indice/ Al_2O_3 , un facteur de qualité $Q = 32000$ avec 19 dB de contraste a été mesuré (figure 6.23 (c)). Enfin, pour la configuration standard/ SiO_2 , un facteur de qualité $Q = 28000$ a été obtenu avec un contraste de 14 dB (figure 6.23 (d)). Les facteurs de qualité inférieurs en polarisation TM peuvent s'expliquer par les fuites latérales du mode lorsque la largeur du guide d'onde strip supérieure est insuffisante. Ce problème peut être résolu en élargissant le guide d'onde strip (largeur supérieure à 2 μm comme déterminé par simulation au Chapitre 4), ou en augmentant son épaisseur.

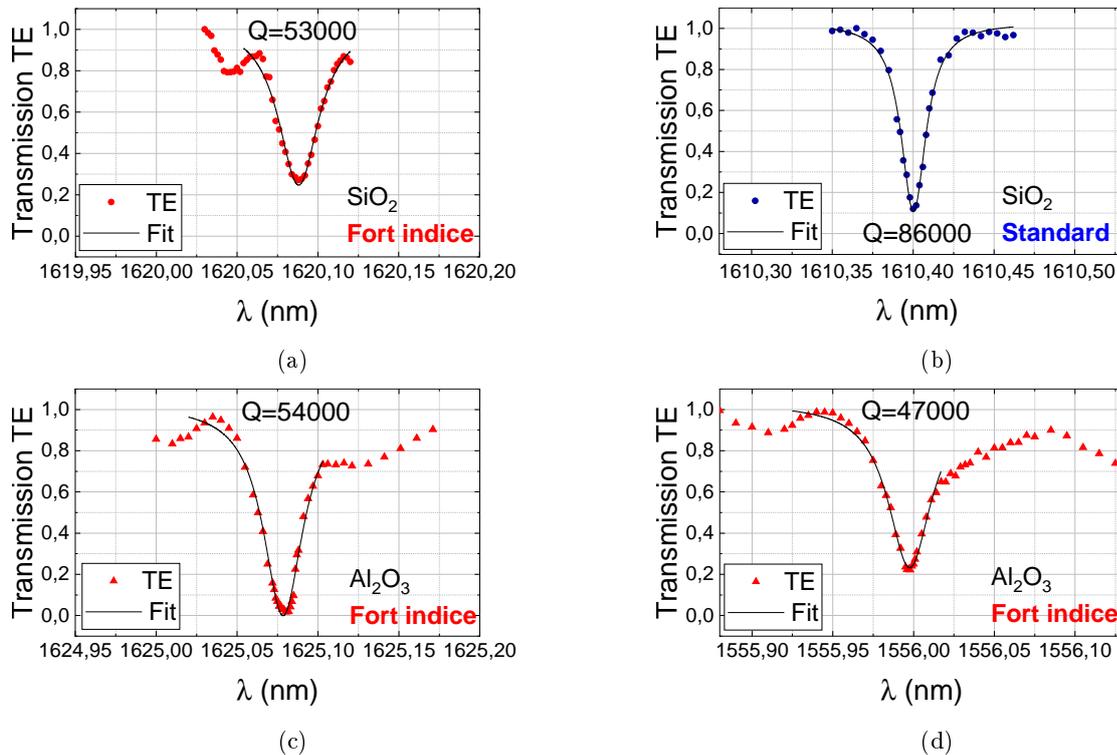


FIGURE 6.22 – Transmission des anneaux résonants slots obtenue expérimentalement en normalisant la puissance en sortie des dispositifs par la puissance mesurée hors résonance (points) et fit de la courbe de résonance par une Lorentzienne (ligne continue) en polarisation TE pour différentes configurations : (a) fort indice/SiO₂, (b) standard/SiO₂, (c) fort indice/Al₂O₃ (hors pic N-H), (d) fort indice/Al₂O₃ (proche pic N-H).

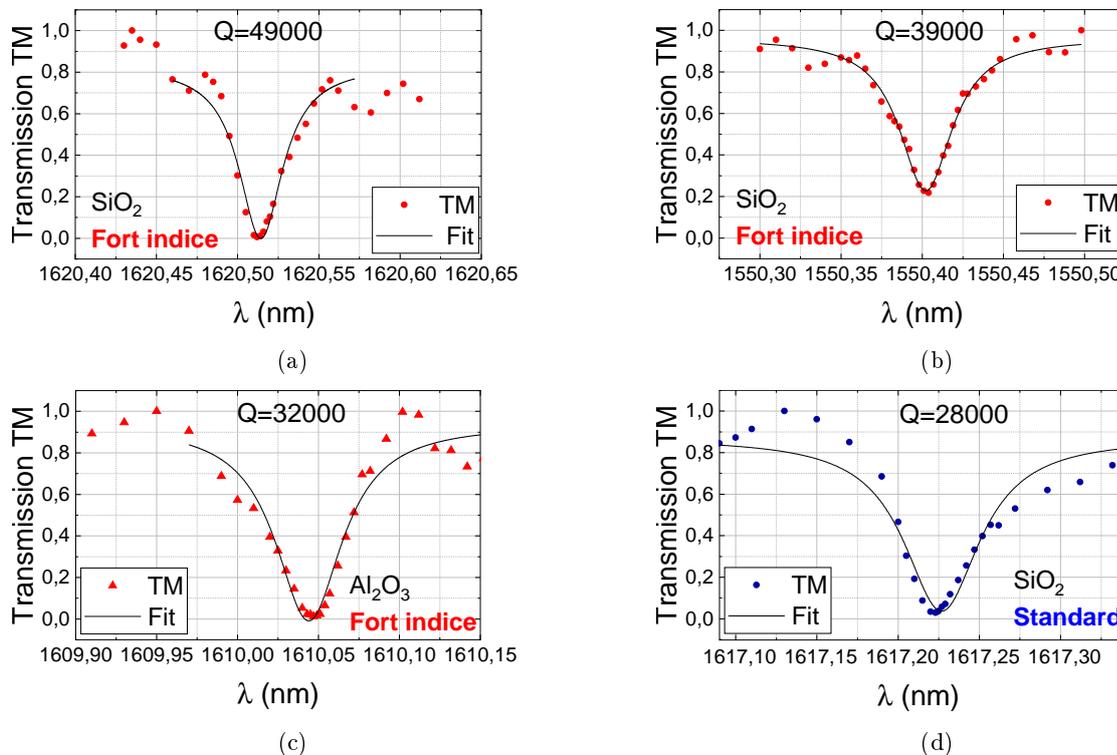


FIGURE 6.23 – Transmission des anneaux résonants slots obtenue expérimentalement en normalisant la puissance en sortie des dispositifs par la puissance mesurée hors résonance (points) et fit de la courbe de résonance par une Lorentzienne (ligne continue) en polarisation TM pour différentes configurations : (a) fort indice/SiO₂ (hors pic N-H), (b) fort indice/SiO₂ (proche pic N-H), (c) fort indice/Al₂O₃, (d) standard/SiO₂.

Afin de confronter les facteurs de qualité aux pertes mesurées à la section précédente, le FSR d'un anneau slot en configuration fort indice/ Al_2O_3 , a été mesuré à l'aide de la source large bande (SLED). La résolution du spectromètre est en effet suffisante pour déterminer la position des pics de résonance. Le FSR en polarisation TE de cet anneau (correspondant à la figure 6.22 (c)) a été mesuré égal à $\Delta\lambda_{FSR}=0.7$ nm à 1625 nm. Le facteur de qualité de cet anneau, $Q = 54000$, a été calculé à partir de l'équation (3.14). Le contraste de la résonance étant de 17 dB, on peut considérer que l'anneau est au couplage critique. Or, le FSR et la largeur à mi-hauteur de la résonance $\Delta\lambda_{FWHM}$ sont reliés par :

$$\Delta\lambda_{FWHM} = \frac{\Delta\lambda_{FSR}}{\pi} \cdot \frac{1 - \tau a_{rt}}{\sqrt{\tau a_{rt}}} \quad (6.7)$$

Avec τ le coefficient de transmission de l'anneau, et $a_{rt} = e^{-\frac{\alpha L}{2}}$, où L désigne le périmètre de l'anneau et α les pertes de propagation. Au couplage critique, $\tau \approx a_{rt}$ et l'équation (6.7) devient :

$$\Delta\lambda_{FWHM} = \frac{\Delta\lambda_{FSR}}{\pi} \cdot \frac{1 - a_{rt}^2}{a_{rt}} \quad (6.8)$$

En notant λ_m la longueur d'onde de résonance, on peut donc réécrire l'expression du facteur de qualité selon :

$$Q = \frac{\lambda_m \pi}{\Delta\lambda_{FSR}} \cdot \frac{a_{rt}}{1 - a_{rt}^2} \quad (6.9)$$

En calculant Q avec l'équation (6.9) pour $\lambda_m = 1625$ nm et $\alpha = 4$ dB/cm, on retrouve $Q = 59000$, ce qui est proche de la valeur mesurée directement à partir de l'équation (3.14). Ce résultat permet de confirmer la valeur des pertes mesurées à la section précédente.

La figure 6.24 montre la transmission d'un autre anneau en configuration fort indice/ Al_2O_3 , pour lequel les résonances sont visibles en polarisation TE et TM. On constate que le FSR est différent pour les deux polarisations, et on n'observe pas de pics parasites, ce qui confirme qu'il n'y a pas de conversion de polarisation lors de la propagation de la lumière dans les guides d'onde.

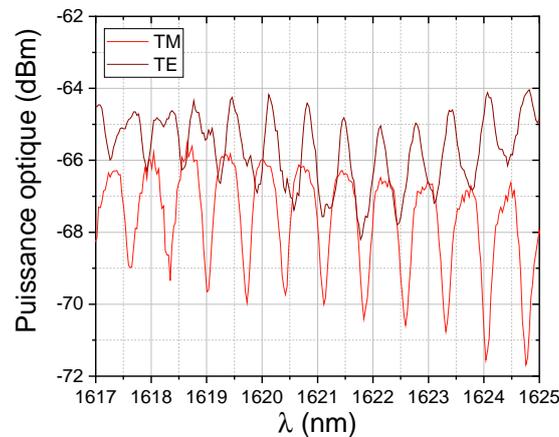


FIGURE 6.24 – Puissance mesurée en fonction de la longueur d'onde en sortie d'un anneau résonant en configuration fort indice/ Al_2O_3 pour lequel des résonances sont visibles en polarisation TE et TM. La résolution du spectromètre est fixée à sa valeur minimum, 0,07 nm.

La caractérisation des guides d'ondes droits et des anneaux résonants passifs ont démontré l'intérêt des structures slots horizontales. Les facteurs de qualité des anneaux réalisés à l'INL sont

supérieurs à ceux obtenus pour des guides d'onde slots verticaux entièrement fabriqués sur la plateforme de STMicroelectronics ($Q = 30000$ mesuré dans la thèse de Sylvain Guerber [12]). De même, les pertes de propagation mesurées, de l'ordre de 4 dB/cm à 1600 nm, sont à l'état de l'art des guides d'onde slots. Ces pertes pourraient être considérablement réduites en transférant toute la technologie sur la plateforme DAPHNE. Le concept étant validé, la dernière étape consiste à développer les guides d'onde slots horizontaux avec dopage à l'erbium pour l'amplification optique.

6.4 Guides d'onde slots horizontaux actifs

Dans cette section, on s'intéresse aux étapes nécessaires à la réalisation de guides d'onde slots horizontaux actifs, avec un dopage à l'erbium permettant l'amplification du signal optique autour de 1540 nm. Nous montrerons d'abord l'influence d'un recuit à haute température sur les SiN PECVD standard et fort indice déposés à ST, puis nous mènerons une étude du signal de photoluminescence des couches d'oxyde dopé erbium déposées par PVD à l'INL. Nous détaillerons ensuite les analyses chimiques des structures slots horizontales réalisées au MET à STMicroelectronics. Enfin, nous présenterons le banc de caractérisation des guides d'onde slots actifs et les perspectives d'amélioration pour réaliser l'amplification du signal.

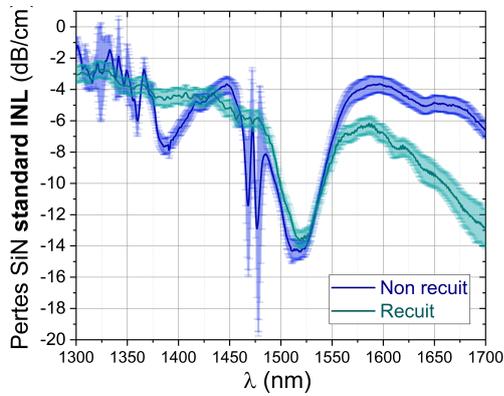
6.4.1 Recuit du SiN

Comme expliqué à la section 5.2.1, la température du dépôt d'oxyde dopé erbium par PVD joue un rôle clé dans la diffusion des ions Er^{3+} dans la matrice hôte. De même, un recuit à haute température après le dépôt permet de rendre l'erbium actif optiquement. Ainsi, dans le cas de la silice, un recuit d'une heure à 900°C sous gaz N_2 a été identifié comme optimal après un dépôt à température ambiante dans [101]. Pour une couche d' $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Er}$ déposée à 200°C, un signal de photoluminescence a été observé après seulement 30 min de recuit sous N_2 à 300°C dans [102], [130]. Cependant, ce signal est maximisé lorsque la température du recuit est portée à 800°C ; au-delà de quoi le matériau commence à cristalliser.

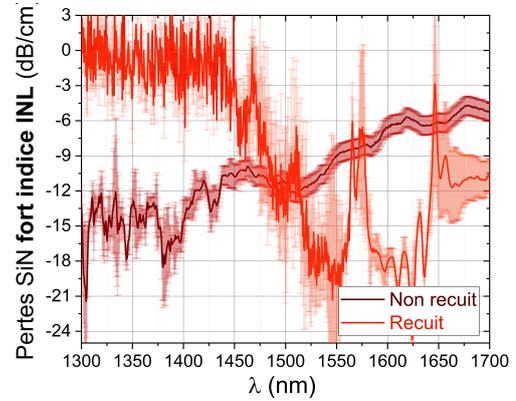
Pour déterminer s'il est possible d'améliorer la diffusion de l'erbium dans les couches d'oxyde déposées à l'INL au moyen d'un recuit haute température, il convient de s'assurer que celui-ci ne dégrade pas la couche du SiN PECVD de STMicroelectronics sur lequel il est déposé. Dans cette section, on s'intéresse donc à l'influence d'un recuit les couches de SiN ST. Le recuit a été effectué à une température $T = 800^\circ\text{C}$ pendant 30 minutes sous un flux d'azote, après une phase de montée en température de 1 h. La figure 6.25 montre les pertes de propagation mesurées après recuit avec les structures de longueurs différentes présentées à la section 4.5.2 sur des guides d'onde strips en SiN standard ST (largeur $w = 1000 \pm 150$ nm) et SiN fort indice ST (largeur $w = 750 \pm 150$ nm) fabriqués à l'INL. Dans chaque cas, la courbe de pertes mesurées sur des échantillons non recuits (correspondant aux échantillons caractérisés à la sous-section 6.3.1) est ajoutée pour référence.

S'il n'est pas possible de comparer directement les niveaux de pertes des échantillons recuits et non recuits, car celles-ci peuvent varier légèrement d'un échantillon à l'autre, on peut toutefois observer une tendance. Dans le cas du SiN standard ST (figure 6.25 (a)), le niveau de pertes n'a pas subi de variations importantes, excepté aux alentours de 1380 nm, où le pic d'absorption dû aux liaisons O-H a disparu. L'énergie apportée par le recuit semble donc suffisante pour casser les liaisons O-H. Ce n'est malheureusement pas le cas des liaisons N-H, pour lesquelles un recuit de 3 h à 1050°C a été nécessaire dans [12] pour réduire de 15 dB le pic N-H. Dans le cas du

SiN fort indice ST (figure 6.25 (b)), en revanche, les pertes sont devenues très importantes sur toute la gamme de longueurs d'onde mesurées. Elles tendent faussement vers 0 dB/cm pour les plus basses longueurs d'onde (<1500 nm), car le signal détecté en sortie des guides d'onde est au niveau du bruit du spectromètre, et ne permet donc pas de réaliser la regression linéaire.



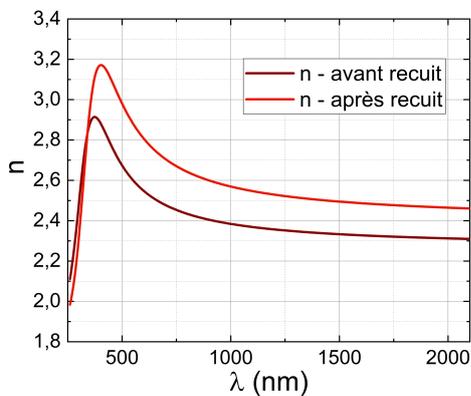
(a) SiN standard ST



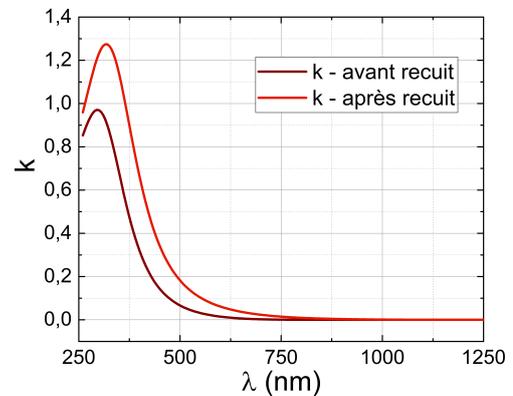
(b) SiN fort indice ST

FIGURE 6.25 – Pertes linéaires en polarisation TE de guides d'ondes strips en SiN PECVD pour des échantillons non recuits et recuits à 800°C pendant une demie-heure : (a) SiN standard ($w = 1000 \pm 150$ nm) et (b) SiN fort indice ($w = 750 \pm 150$ nm).

Afin de mieux comprendre ce résultat, des mesures d'ellipsométrie ont été réalisées à l'INL avant et après recuit sur le SiN fort indice ST. La figure 6.26 montre les courbes ainsi mesurées pour la partie réelle n et imaginaire k de l'indice de réfraction. On constate qu'après recuit, la valeur de n augmente, et celle de k s'annule pour une longueur d'onde plus élevée que sans recuit (1165 nm au lieu de 810 nm). Cela implique que le matériau est devenu absorbant pour des énergies plus faibles qu'avant recuit, et donc des longueurs d'onde plus élevées, entraînant l'augmentation très importante des pertes. Dans la littérature, il est expliqué qu'un SiN à fort indice de réfraction contient des phases riches en silicium incluses dans une phase riche en azote. Un recuit à haute température conduit à un réarrangement des liaisons du matériau, ce qui accentue la séparation des phases [131], [132]. La bande interdite du Si étant plus faible que celle du SiN stoechiométrique, c'est probablement ce phénomène qui rend le matériau absorbant. Ainsi, bien que le SiN fort indice présente un pic d'absorption réduit autour de 1525 nm, il n'est pas possible de recuire ce matériau, ce qui limite son utilisation pour l'amplification optique.



(a)



(b)

FIGURE 6.26 – Courbes d'ellipsométrie du SiN fort indice ST, avant et après recuit à 800°C pendant 30 minutes sous N_2 : (a) partie réelle de l'indice de réfraction n , (b) partie imaginaire k .

6.4.2 Mesures de signaux de photoluminescence

Afin d'étudier l'activation de l'erbium dans les couches de $\text{SiO}_2\text{:Er}$ et $\text{Al}_2\text{O}_3\text{:Er}$ réalisées à l'INL, des mesures de signaux de photoluminescence ont été effectuées pour différentes conditions de dépôts sur des échantillons témoins. Le banc de caractérisation ainsi que le résultat de ces mesures sont présentés dans cette section. Les différentes configurations proposées à la section 5.2.1 ont été étudiées. Pour $\text{SiO}_2\text{:Er}$, il s'agit d'un dépôt à température ambiante avec ou sans recuit sous N_2 pendant 1 h. Pour $\text{Al}_2\text{O}_3\text{:Er}$, on compare les dépôts à température ambiante ou à 600°C , avec ou sans recuit de 30 minutes à 800°C sous N_2 .

6.4.2.1 Présentation du banc de mesure

Les signaux de photoluminescence des différentes couches d'oxyde dopé erbium ont été obtenus en focalisant un laser de pompe de longueur d'onde $\lambda = 532 \text{ nm}$ sur chaque échantillon considéré, puis en détectant le signal émis par la couche à l'aide d'un spectromètre. La figure 6.27 montre le schéma du banc de caractérisation correspondant. La lumière du laser est réfléchiée sur un miroir puis sur un miroir dichroïque afin d'être dirigée vers un objectif de microscope placé devant l'échantillon. Le grossissement de cet objectif est égal à $\times 20$ et l'ouverture numérique à 0.42. La position de l'échantillon, fixé sur un support, est ajustée de manière à se placer dans le plan focal de l'objectif. Le signal de photoluminescence émis par l'échantillon est ensuite transmis par le dichroïque vers une lentille, permettant de focaliser le signal au niveau de l'entrée du spectromètre. Un filtre passe-haut de 1300 nm, placé avant cette lentille, permet de filtrer les réflexions du laser, afin d'éviter qu'elles ne parasitent la mesure. Le spectromètre (monochromateur) est constitué de deux miroirs paraboliques ainsi que d'un réseau de diffraction dont le rôle est de décomposer le signal de photoluminescence sur la plage de longueur d'onde d'intérêt (autour de 1540 nm pour l'erbium), puis de le renvoyer vers un photodétecteur refroidi (caméra 2D InGaAs composée de 512×640 pixels). L'image de la caméra est alors affichée sur le PC, chaque pixel étant associé à une longueur d'onde selon l'axe X .

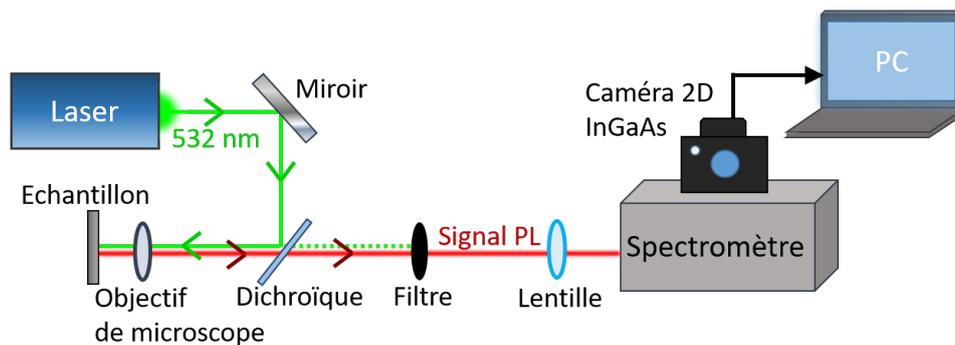


FIGURE 6.27 – Schéma du banc de mesure de signal de photoluminescence utilisé pour la caractérisation des couches de $\text{SiO}_2\text{:Er}$ et $\text{Al}_2\text{O}_3\text{:Er}$ déposées par PVD. La lumière d'un laser à 532 nm, correspondant à l'une des transitions énergétiques de l'erbium, est focalisée sur l'échantillon. Le signal de photoluminescence est décomposé en longueurs d'onde par un spectromètre puis collecté par une caméra 2D refroidie.

Le signal de photoluminescence ainsi obtenu est exprimé en unités arbitraires (a.u.). La figure 6.28 donne un exemple d'image détectée par la caméra refroidie pour la couche d' $\text{Al}_2\text{O}_3\text{:Er}$ déposée à $\approx 600^\circ\text{C}$ sur SiN standard ST et recuite à 800°C . Les taches colorées que l'on observe correspondent à la puissance lumineuse émise par l'erbium. Le profil de photoluminescence est obtenu en moyennant le signal sur 20 lignes (correspondant à l'ordonnée Y des pixels) et tracé en fonction de la longueurs d'onde (associée à l'ordonnée X des pixels). Ce signal de photoluminescence, caractéristique de l'émission de l'erbium (voir section 4.4), montre que ce dernier est

actif dans la couche d'alumine. Il convient à présent de comparer les signaux obtenus pour les différentes conditions de dépôts et recuits.

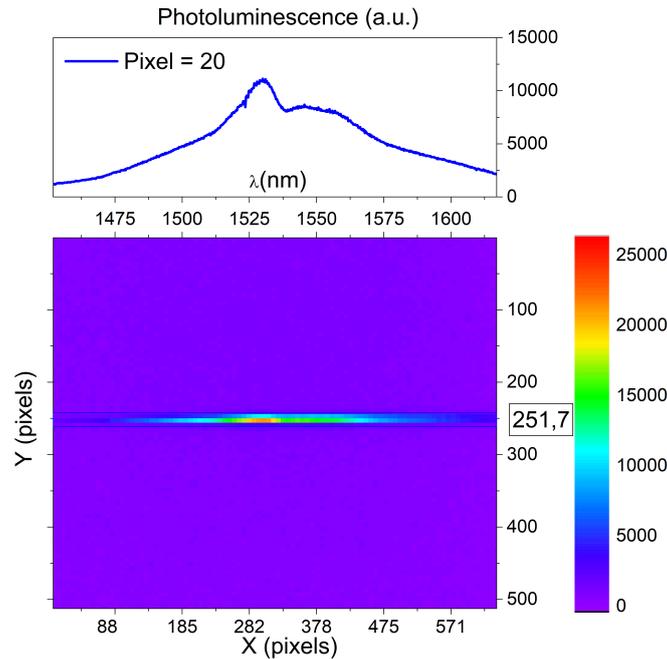


FIGURE 6.28 – Exemple d’image détectée par la caméra refroidie après focalisation du laser de pompe sur une couche d’oxyde dopée erbium, ici l’ $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Er}$ déposée à $\approx 600^\circ\text{C}$ sur SiN standard ST et recuite à 800°C . Le profil de photoluminescence correspondant est exprimé en unités arbitraires (a.u.) en fonction de la longueur d’onde λ .

6.4.2.2 Comparaison des conditions de dépôts et recuits

Afin de déterminer les conditions de dépôt et recuit optimales, le signal de photoluminescence des différentes couches de $\text{SiO}_2:\text{Er}$ et $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Er}$ ont été caractérisés. Lorsque plusieurs échantillons sont comparés entre eux, il s’agit nécessairement de couches déposées sur des substrats identiques (Si ou SiN) ; et les mesures sont effectuées l’une après l’autre, avec la même puissance de laser et les mêmes conditions de détection sur le spectromètre. Les intensités des signaux sont alors normalisées par les épaisseurs des couches mesurées par réflectométrie. Cette approximation est valable lorsque les dépôts sont supposés homogènes.

$\text{SiO}_2:\text{Er}$:

Sur la silice dopée erbium, aucun signal de photoluminescence n’a été observé en l’absence de recuit. Le signal de caractéristique de l’erbium est cependant visible après recuit à 900°C pendant 1 h, et a été comparé à celui émis par un échantillon d’ $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Er}$ déposé à basse température (250°C) puis recuit 30 minutes à 800°C (figure 6.29 (a)). Le substrat de ces échantillons est ici en silicium. On constate qu’après normalisation par les épaisseurs respectives des couches (≈ 55 nm pour $\text{SiO}_2:\text{Er}$ et ≈ 47 nm pour $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Er}$), le signal de photoluminescence est plus important pour l’alumine malgré un dopage plus faible (1.4% massique contre 4% massique pour la silice) et un recuit moins long à plus faible température. Ce résultat confirme donc qu’il est plus efficace d’utiliser une matrice d’alumine pour l’erbium. Il est également possible, comme préconisé dans [101], de co-doper la silice avec des nanocristaux de Si, mais cette piste n’a pas pu être étudiée ici. Sur la figure 6.29 (a), on remarque par ailleurs que le maximum d’émission n’a pas lieu à la même longueur d’onde pour les deux matériaux (à 1533 nm pour $\text{SiO}_2:\text{Er}$ et 1530 nm pour $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Er}$) : le spectre d’émission dépend en effet de la matrice hôte de l’erbium.

Al₂O₃:Er :

Des mesures de photoluminescence ont également été réalisées sur une couche d'Al₂O₃:Er déposée à température ambiante, ainsi que sur les trois échantillons d'Al₂O₃:Er présentés à la section 5.2.1 (voir 6.29 (b)). L'adhérence de la couche étant mauvaise sur silicium, ce sont les témoins en SiN standard ST qui ont été utilisés pour ces tests. Comme pour la silice, aucun signal n'est visible pour l'échantillon déposé à température ambiante non recuit. Les signaux présentés sur la figure 6.29 (b) ont été normalisés par les épaisseurs respectives des échantillons. On remarque que, même en l'absence de recuit, un signal de photoluminescence est visible lorsque la couche est déposée à une température relativement élevée ($T = 600^\circ\text{C}$). Il est donc théoriquement possible de fabriquer des guides d'onde slots actifs compatibles avec la plateforme DAPHNE. Ce signal est toutefois plus important pour le dépôt effectué à température ambiante puis recuit à ($T = 800^\circ\text{C}$). D'autre part, le signal est maximisé pour le dépôt à 600°C recuit à 800°C . Des mesures par rayons X (DRX) ont également été réalisées sur les couches déposées sur un substrat en silicium, montrant qu'aucun des trois films n'est cristallin (voir annexe).

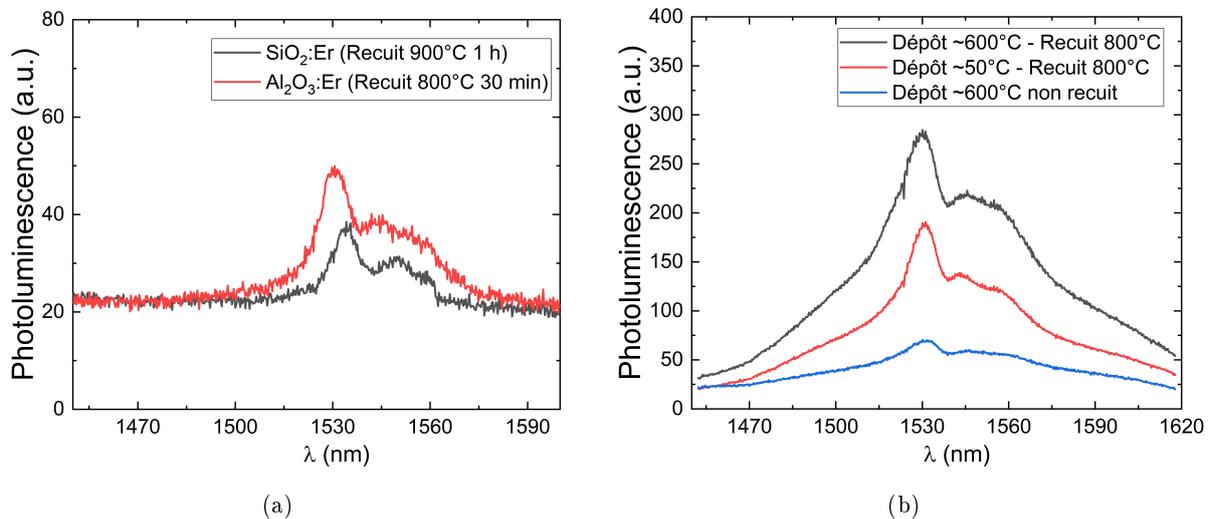


FIGURE 6.29 – Spectres de photoluminescence des différentes couches d'oxyde dopé erbium déposées par PVD après normalisation par leurs épaisseurs respectives. (a) SiO₂:Er sur Si (dépôt à température ambiante, recuit 1h à 900°C) et Al₂O₃:Er sur Si (dépôt à 250°C, recuit 30 min à 800°C). (b) Al₂O₃:Er sur SiN standard ST : dépôt à 600°C non recuit, dépôt à température ambiante et recuit 30 min à 800°C, et dépôt à 600°C recuit à 800°C.

Les résultats obtenus dans cette section confirment qu'il est plus intéressant d'utiliser Al₂O₃:Er plutôt que SiO₂:Er, et qu'un dépôt à 600°C suivi d'un recuit à 800°C permettent de maximiser le signal de photoluminescence. L'erbium étant actif dans les couches déposées, il est possible de réaliser les guides d'onde slots dopés erbium pour l'amplification optique.

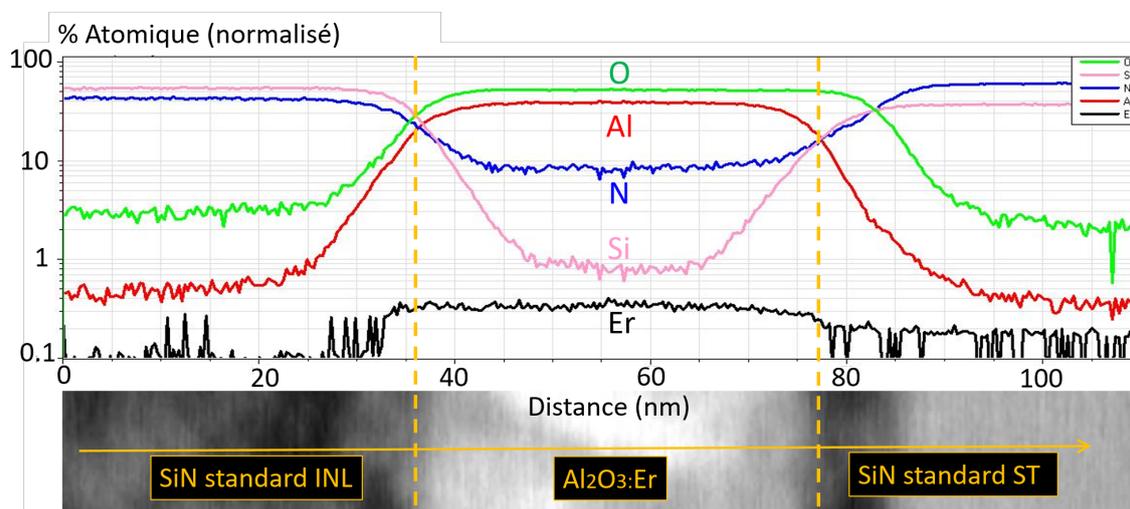
6.4.3 Analyses au Microscope Electronique à Transmission (MET)

Les images prises au microscope électronique à transmission (MET) des guides d'onde slots horizontaux fabriqués à l'INL ont été présentées à la section 5.5. Au cours de ces mesures, l'analyse chimique des structures slots horizontales a également été réalisée et transmise par STMicroelectronics. La composition des structures, détaillée dans cette section, a été obtenue en analysant les rayons X émis par les matériaux lors de leur interaction avec le faisceau primaire d'électrons par spectroscopie à dispersion d'énergie ("Energy-dispersive X-ray spectroscopy", ou EDX). La concentration des éléments chimiques suivants a ainsi été mesurée : Al, O, N, Si et

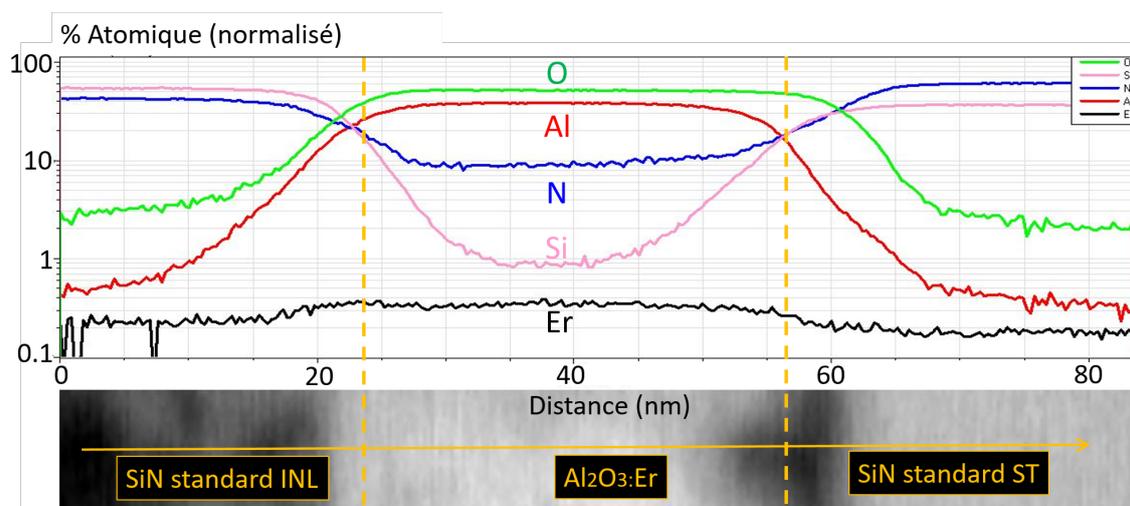
Er. Bien qu'il eût été intéressant de connaître également le pourcentage d'hydrogène dans les couches de SiN, cet élément est trop léger pour que sa concentration ne soit évaluée par EDX.

La figure 6.30 donne l'analyse chimique des échantillons 2 (configuration "standard" avec $\text{Al}_2\text{O}_3\text{:Er}$ déposé à 600°C , non recuit) et 3 (configuration "standard" avec $\text{Al}_2\text{O}_3\text{:Er}$ déposé à 600°C , recuit à 800°C). Dans chaque cas, la partie gauche du graphique correspond au SiN standard ST, la partie droite au SiN standard INL, et la partie centrale à l'alumine dopée erbium.

Comme attendu, la couche de SiN standard ST ($n = 1.91$) est plus riche en azote qu'en silicium, tandis que celle de SiN standard INL ($n = 2.10$) contient plus de silicium que d'azote. Le ratio Si/N a également été mesuré, et s'élève à 0.63 dans le premier cas, contre 1.30 dans le second. Dans la couche d'alumine, le pourcentage d'erbium est d'environ 0.35% pour les deux échantillons, soit un peu moins que les 0.43% calculés au chapitre 5. Plusieurs raisons peuvent expliquer cette différence : tout d'abord, l'erbium semble avoir diffusé dans les deux couches de SiN ; de plus, la cinétique du dépôt de l'erbium et de l'aluminium par pulvérisation cathodique n'est pas nécessairement rigoureusement identique. On remarque également la présence d'une quantité non négligeable d'azote dans la couche (10%) qui peut venir d'une pollution lors du dépôt ou de la diffusion depuis le SiN.



(a) Echantillon 2



(b) Echantillon 3

FIGURE 6.30 – Pourcentage normalisé des éléments chimiques présents dans les couches de SiN et $\text{Al}_2\text{O}_3\text{:Er}$ des structures slots horizontales analysées au MET : (a) échantillon 2 (dépôt à 600°C , non recuit) et (b) échantillon 3 (dépôt à 600°C , recuit à 800°C).

La figure 6.31 montre la carte EDX de la localisation des ions erbium dans les couches de SiN et d'Al₂O₃:Er de l'échantillon 2. On observe que les ions erbium sont répartis de manière homogène dans l'alumine, et ont en partie diffusé dans les deux couches de SiN même en l'absence de recuit.

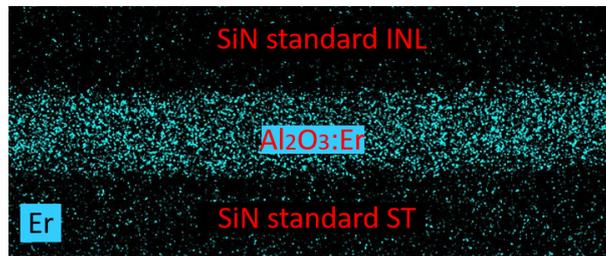


FIGURE 6.31 – Carte EDX des ions erbium dans la structure slot horizontale de l'échantillon 2 (non recuit).

Les analyses MET ont permis de mesurer le pourcentage d'erbium dans la couche d'alumine déposée par PVD, et de confirmer l'homogénéité du dépôt. Elles ont également mis en avant la présence d'autres éléments qu'Al et O dans cette couche (environ 10% de N et 1% de Si). La dernière étape consiste à caractériser les guides d'onde slots actifs.

6.4.4 Caractérisation des guides d'onde slots actifs

Le banc de mesure présenté à la section 6.2 a été utilisé pour la caractérisation des guides d'onde slots dopés erbium. La source large bande a été remplacée par les lasers de pompe et de signal (voir figure 6.32). Le signal est généré par le laser accordable sur la gamme 1500 nm - 1630 nm (Tunics T100S-HP), dont la puissance minimale est de 1 mW. Pour la pompe, un laser émettant à 1480 nm avec une puissance allant jusqu'à 2 W (Keopsys) a été ajouté. Les deux signaux sont combinés à l'aide d'une jonction Y transmettant 99% de la pompe et 1% du signal dans la fibre optique permettant l'injection de la lumière dans l'échantillon.

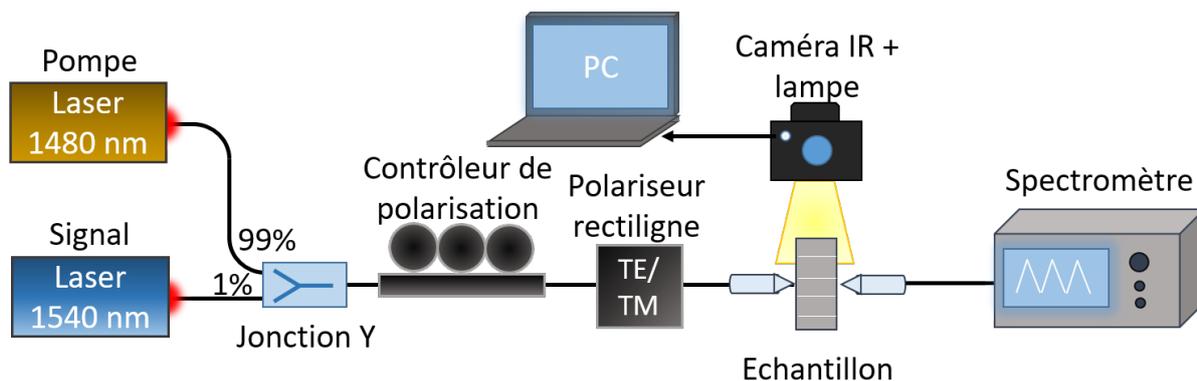


FIGURE 6.32 – Schéma du banc de mesure utilisé pour la caractérisation des guides d'onde slots actifs par couplage par la tranche. Une jonction Y est utilisée pour transmettre 1% du signal ($\approx 1530 - 1550$ nm) et 99% de la pompe (1480 nm). La détection est effectuée avec le spectromètre.

Malheureusement, il n'a pas été possible de mettre en évidence de manière reproductible l'amplification du signal sur les échantillons fabriqués. Dans le cas des échantillons en configuration fort indice, l'injection de la pompe dans les guides d'onde, même à faible puissance, conduit systématiquement à une baisse du signal. Cet effet peut s'expliquer par la forte teneur en silicium du SiN fort indice ST et INL, impliquant une bande interdite plus faible que pour le SiN stœchiométrique et entraînant un phénomène non linéaire, l'absorption à deux photons [133], [134].

Cet effet n'a pas été observé pour les échantillons en configuration standard, mais aucune amplification significative n'a été relevée pour autant. La figure 6.33 (a) montre un exemple de mesure réalisée sur le guide le plus long (≈ 2 cm) de l'échantillon dont la couche d' $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Er}$ présente le maximum de signal de photoluminescence (échantillon 3). La consigne du signal est ici de 2 mW. Lorsque la pompe est allumée, le signal augmente légèrement (≈ 0.5 dB). Cependant, comme le montre la figure 6.33 (b), cette augmentation est aussi visible sur un échantillon passif (échantillon slot SiN standard/ Al_2O_3 caractérisé à la section 6.3). On ne peut donc pas conclure qu'elle est liée à la présence de l'erbium.

Sur la figure 6.33 (a), on remarque que l'écart entre la puissance de la pompe et celle du signal en sortie du guide d'onde est de l'ordre de 20 dB, soit un facteur 100, ce qui est faible pour réaliser de l'amplification. Cependant, augmenter davantage la puissance de la pompe conduit à une instabilité du couplage entre les fibres lentillées (décrites à la section 6.2.1) et le guide d'onde, entraînant la chute du signal. Il n'a donc pas été possible d'étudier les dispositifs avec un ratio pompe/signal supérieur à 1000.

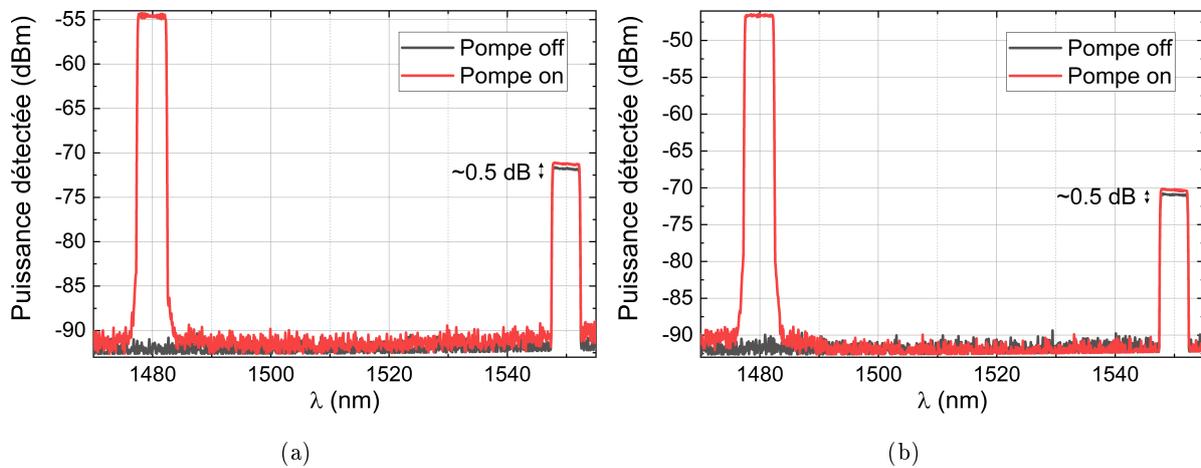


FIGURE 6.33 – Mesure du signal à 1540 nm en sortie d'un guide d'onde slot en configuration standard lorsque la pompe à 1480 nm est éteinte (off) et allumée (on) pour un échantillon (a) actif (dépôt d' $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Er}$ à 600°C , recuit à 800°C), et (b) passif (dépôt d' Al_2O_3 à température ambiante).

L'absence d'amplification du signal peut s'expliquer par une concentration insuffisante d'erbium pour la longueur des guides d'ondes considérés (environ 2 cm au maximum). A titre d'exemple, la référence [135] donne la modélisation d'un guide d'onde en $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Er}$ carré de $1\ \mu\text{m}$ de côté. Pour une concentration en ions Er^{3+} de $10^{20}\ \text{cm}^{-3}$, avec une pompe à 1480 nm de puissance 100 mW et un signal à 1530 nm de puissance $1\ \mu\text{W}$, une longueur d'environ 10 cm est nécessaire pour obtenir un gain de 5 dB. Dans le cas des guides d'onde slots en configuration standard, il n'est pas possible de travailler avec une telle longueur de guide d'onde, car les pertes causées par les liaisons N-H autour de 1525 nm sont trop importantes.

Avec une pompe à 980 nm plutôt qu'à 1480 nm, la longueur nécessaire pour obtenir 5 dB de gain est réduite à 2 cm dans la référence [135], car la pompe est alors plus efficace. A nouveau, cette solution n'est pas envisageable ici, car le SiN standard INL ($n = 2.1$) absorbe le signal à 980 nm. Ainsi, il est nécessaire d'augmenter la concentration d'erbium de la couche d' Al_2O_3 . Une concentration de $5 \cdot 10^{21}\ \text{cm}^{-3}$ a par exemple été utilisée pour les guides d'onde slots verticaux encapsulés dans l' $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Er}$ fabriqués dans la référence [111], permettant d'obtenir un gain net de 16 dB au bout d'un guide d'onde de 250 μm de long. Le dopage doit cependant être optimisé pour éviter le phénomène de "quenching", comme expliqué à la section 5.2.1. Il est également indispensable de réduire les pertes causées par les liaisons N-H. Bien que le pic d'absorption soit réduit dans le cas du SiN fort indice, son utilisation est limitée par l'absence de recuit possible

et par l'absorption à deux photons. Une alternative serait de travailler avec le SiN PVD quasi-stœchiométrique (SiN PVD 2), car celui-ci n'absorbe pas autour de 1525 nm et reste, d'autre part, compatible avec la plateforme DAPHNE.

Enfin, il est possible d'augmenter l'épaisseur de la couche d' $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Er}$ pour maximiser l'amplification. La figure 6.34 trace la puissance normalisée dans la couche d' $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Er}$, l'indice effectif du mode guidé et les pertes associées en fonction de l'épaisseur de la couche pour un guide d'onde slot en configuration standard tel que fabriqué au Chapitre 5. Avec une épaisseur de 100 nm, une part élevée de la puissance (20%) est confinée dans l'alumine. Les pertes du modes sont faibles, car son indice effectif reste largement supérieur à celui du guide d'onde slab seul ($n = 1.65$).

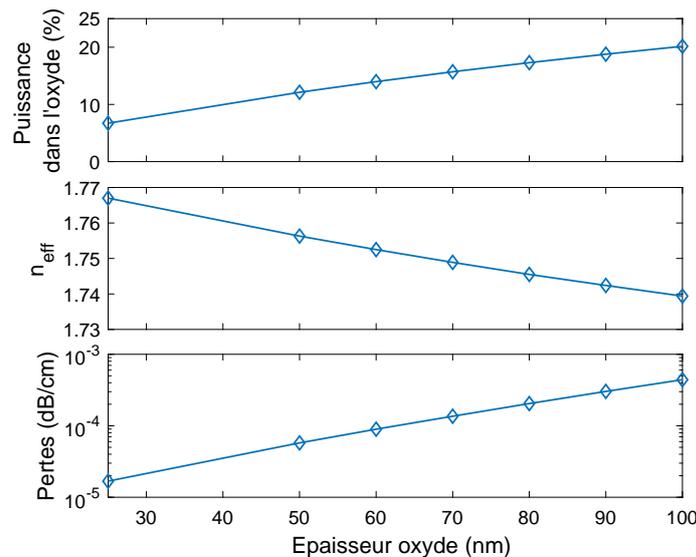


FIGURE 6.34 – Puissance optique dans la couche d' $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Er}$ en %, indice effectif du mode guidé, et pertes associées au mode en fonction de l'épaisseur d' $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Er}$ pour un guide d'onde slot en configuration standard/ $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Er}$. Les valeurs utilisées pour la simulation sont : pour le guide d'onde strip en SiN : $e = 325$ nm, $w = 1.95$ μm , $n = 2.1$; pour le guide d'onde slab en SiN : $e = 350$ nm, $n = 1.91$; pour la couche d' $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Er}$: $n = 1.6$.

Ainsi, bien que l'amplification optique n'ait pas été démontrée, les structures slots horizontales demeurent particulièrement intéressantes pour cette application, à condition de choisir un dopage suffisant et un matériau non absorbant sur le spectre d'émission de l'erbium.

6.4.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les mesures réalisées sur les différents dispositifs développés au cours de cette thèse. Dans un premier temps, nous avons confronté la caractérisation statique du gyroscope basé sur un anneau résonant couplé à un MZI fabriqué avec la plateforme DAPHNE de STMicroelectronics aux simulations données dans le Chapitre 4. En particulier, nous avons mis en évidence les résonances de Fano et confirmé qu'appliquer un déphasage de $\pm 0.4\pi$ entre les bras du MZI permettait de maximiser la pente du signal. Cette configuration multiplie par deux la sensibilité par rapport à un gyroscope basé sur un anneau résonant seul. Pour mesurer les performances du gyroscope complet (variance d'Allan), il serait en revanche nécessaire de réaliser un asservissement ainsi qu'une détection synchrone, sans quoi le rapport signal à bruit du gyroscope serait insuffisant. Des guides d'onde strips fabriqués sur la plateforme DAPHNE avec différents types de SiN ont par ailleurs été caractérisés, montrant qu'un SiN PVD quasi stœchiométrique ($n=1.99$) ne présente pas de pic d'absorption autour de 1525

nm. L'utilisation de MZI asymétriques fabriqués avec ces différents SiN a permis d'extraire les indices effectifs des guides d'onde et de les confronter aux résultats de simulation.

Nous avons d'autre part étudié les guides d'onde strips et slots passifs et actifs dont le procédé de fabrication a été détaillé au Chapitre 5. En dehors du pic d'absorption causé par les liaisons N-H, autour de 1600 nm, des pertes de propagation de l'ordre de 4 dB/cm ont été obtenues, et des facteurs de qualité de 50000 ont été mesurés sur les anneaux résonants, en polarisation TE comme TM. Ces résultats pourraient encore être améliorés en transférant toutes les étapes technologiques de fabrication sur la plateforme DAPHNE. Nous avons de plus confirmé que le SiN PECVD enrichi en silicium (fort indice) présentait un pic d'absorption réduit par les liaisons N-H sur la gamme de longueurs d'onde d'émission de l'erbium. Ce SiN n'est toutefois pas optimal pour notre application, car il présente des effets non linéaires importants du fait de son indice de réfraction élevé.

Des mesures de photoluminescence effectuées sur les couches d'oxyde déposées par PVD ont confirmé que l'erbium est actif et qu'il est préférable d'utiliser l'alumine comme matrice hôte plutôt que la silice. Si l'amplification optique n'a pas pu être démontrée expérimentalement, il est possible d'améliorer les structures slots proposées en travaillant avec du SiN PVD afin de réduire les pertes à 1540 nm tout en augmentant l'épaisseur et la concentration en erbium de la couche d' $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Er}$.

Chapitre 7

Conclusion et Perspectives

Les gyroscopes sont des capteurs de vitesse angulaire utilisés dans un nombre croissant d'applications. On en distingue trois grandes catégories : les gyroscopes mécaniques, les gyroscopes vibratoires (MEMS) et les gyroscopes optiques. Le choix du type de gyroscope dépend des performances visées : si les gyroscopes optiques et mécaniques offrent une grande précision, leur coût est très élevé, les restreignant aux domaines de l'aéronautique, du militaire et du spatial. À l'inverse, les gyroscopes MEMS sont bon marché et peu volumineux, si bien qu'ils sont massivement exploités dans les domaines de l'électronique grand public et de l'automobile. Néanmoins, l'émergence de nouvelles applications potentielles, telles que la navigation autonome, requièrent le développement de gyroscopes avec une meilleure précision que celle des MEMS, tout en maintenant une taille de composant réduite et un coût de fabrication plus accessible que celui des gyroscopes optiques et mécaniques. L'idée d'intégrer un gyroscope optique sur une puce de microélectronique paraît alors attrayante pour ce type d'applications.

La photonique sur silicium est une plateforme d'optique intégrée compatible avec les équipements classiques de l'industrie du semi-conducteur, développée à la fin des années 1980 pour augmenter les débits des télécommunications optiques à bas coût. Aujourd'hui, elle se diversifie vers d'autres applications, notamment les capteurs. Ainsi, la fabrication de gyroscopes optiques intégrés avec cette plateforme permettrait une production à grande échelle, au bénéfice du développement des voitures autonomes. En plus du niveau SOI classique, la plateforme photonique de STMicroelectronics, DAPHNE, offre un second niveau de guidage de la lumière en SiN PECVD, avec des pertes de propagation inférieures à celles du silicium. Le but de cette thèse était donc d'étudier la faisabilité d'un gyroscope optique avec cette plateforme, de soulever les difficultés techniques rencontrées, et de proposer des pistes pour améliorer la résolution des gyroscopes intégrés.

Ainsi, afin de comprendre les difficultés qu'entraîne cette intégration, nous avons d'abord décrit le mode de fonctionnement des différents types de gyroscopes, mécaniques, MEMS et optiques. Nous avons vu que les gyroscopes MEMS mesuraient le déplacement sous l'effet Coriolis d'une masse en vibration, ce qui implique une sensibilité accrue aux chocs mécaniques et l'utilisation d'un conditionnement sous vide pour une meilleure précision. Les gyroscopes optiques se basent sur l'effet Sagnac : lorsque deux ondes lumineuses se propagent en sens contraires dans une boucle fermée en rotation, elles reviennent à leur émetteur avec un déphasage proportionnel à la vitesse de rotation. Nous avons donné les démonstrations classique et relativiste de cet effet, puis expliqué comment il était exploité par les gyroscopes optiques interférométriques, résonants, et les gyrolasers.

Dans un second temps, nous avons exploré les pistes présentées dans la littérature afin d'intégrer les gyroscopes optiques. Nous avons vu que cette opération était particulièrement complexe,

car l'effet Sagnac est proportionnel à l'aire de la boucle fermée où circule la lumière ; et d'autre part, les pertes de propagation des guides d'onde intégrés sont 1000 à 100000 fois supérieures à celles des fibres optiques classiques. Les gyroscopes interférométriques nécessitent l'utilisation de croisements pour un dispositif intégré, ce qui rajoute des pertes supplémentaires. L'intégration des gyrolaser est rendue très difficile par le phénomène de zone aveugle ("lock-in") apparaissant pour les petites vitesses de rotation. De ce fait, nous nous sommes concentrés sur l'étude des gyroscopes optiques résonants. Leur sensibilité est directement reliée à la pente de la résonance, aussi la littérature se concentre-t-elle sur le développement d'anneaux à très forts facteurs de qualité, notamment en SiN LPCVD. Malheureusement, ce type de SiN n'est pas compatible avec une plateforme photonique industrielle, car le dépôt est effectué à haute température, ce qui dégrade les composants actifs (photodiodes, modulateurs...). Nous avons donc étudié deux autres solutions pour augmenter la pente de la résonance.

La première solution étudiée consiste à coupler un anneau résonant à un interféromètre de Mach-Zehnder (MZI). Des simulations effectuées sur MATLAB ont permis de montrer que la sensibilité d'un tel dispositif, lorsqu'il est intégré, est multipliée par deux. Nous avons identifié le déphasage optimal entre les bras du MZI. Le circuit optique du gyroscope a ensuite été fabriqué sur la plateforme DAPHNE, et des mesures expérimentales nous ont permis de confirmer ce résultat. La résolution de ce gyroscope, qui occupe une surface de $4.8 \times 4.8 \text{ mm}^2$, a été calculée à $1.6^\circ/\text{s}$ pour une puissance injectée de 1 mW, dans la limite du bruit de grenaille photonique (cas idéal). Une telle résolution permettrait d'atteindre le marché de l'électronique grand public, tout en s'affranchissant de la sensibilité aux chocs mécaniques des gyroscopes MEMS. Elle n'est toutefois pas suffisante pour répondre aux besoins requis pour la navigation autonome.

La seconde solution envisagée est d'utiliser l'amplification optique afin de réduire les pertes effectives de propagation dans les guides d'onde, et ainsi augmenter la finesse de la résonance. Ainsi, pour des dimensions, une puissance injectée et une bande passante équivalentes, diviser par dix les pertes de propagation dans les guides d'onde permet de gagner un facteur 5 sur la résolution (en supposant l'efficacité quantique des photodiodes égale à $\eta = 0.68$, paramètre utilisé dans les calculs de cette thèse).

Dans ce but, une configuration de guides d'onde slots horizontaux en SiN incorporant une couche d'oxyde dopé erbium a été proposée pour réaliser l'amplification optique. Nous nous sommes donc concentrés sur l'optimisation de la structure slot et sa fabrication à l'INL afin de fournir une preuve de concept qui puisse ensuite être transférée sur la plateforme DAPHNE. Dans un premier temps, nous avons développé des composants passifs avec de la silice ou de l'alumine non dopée. Deux types de SiN PECVD ont été utilisés, le SiN "standard" d'indice de réfraction $n = 1.91$ à $1.55 \text{ }\mu\text{m}$ habituellement utilisé par STMicroelectronics, et du SiN enrichi en silicium qualifié de "fort indice", tel que $n = 2.38$. Des pertes de 4 dB/cm ont été observées pour des longueurs d'onde supérieures à $1.6 \text{ }\mu\text{m}$, hors du pic d'absorption des liaisons N-H. Des facteurs de qualité de l'ordre de 50000 ont également été mesurés en polarisation TE et TM, montrant l'intérêt d'une telle structure. Ces résultats pourraient encore être améliorés en transférant l'ensemble des étapes technologiques sur la plateforme DAPHNE. Des guides d'onde actifs ont également été fabriqués, après avoir étudié différentes conditions de dépôts d'alumine et silice dopée erbium par mesure des signaux de photoluminescence. Malheureusement, le dopage insuffisant de la couche ainsi que l'absorption élevée par les liaisons N-H du SiN aux longueurs d'onde d'émission de l'erbium n'ont pas permis de démontrer l'amplification directement.

Des guides d'onde en SiN PVD déposés à basse température et fabriqués à STMicroelectronics ont par ailleurs été caractérisés. L'un des films, quasi-stœchiométrique, ne présente plus de pic d'absorption par les liaisons N-H, et apparaît donc comme une alternative au SiN PECVD standard pour réaliser l'amplification optique. Les pertes de courbure de ces guides d'onde ont

également été mesurées, et un modèle permettant d'extraire leurs indices effectifs a été proposé et validé expérimentalement.

Malgré ces résultats encourageants, l'intégration des gyroscopes optique est rendue particulièrement difficile par le très faible déphasage induit par l'effet Sagnac. Ainsi, nous avons vu que pour un anneau résonant carré de 2 cm de côté, des pertes de propagation aussi faibles que 0.002 dB/cm sont nécessaires pour viser une résolution de $10^\circ/\text{h}$, requise pour la navigation autonome. De plus, il est indispensable de stabiliser la mesure en effectuant un asservissement de la source laser sur la résonance de l'anneau, et en réalisant la modulation de phase du signal couplée à une détection synchrone pour améliorer le rapport signal à bruit. Il est donc nécessaire de développer une carte électronique pour assurer le traitement du signal, son optimisation étant au moins aussi importante pour la détection que celle du circuit optique. En outre, différentes sources de bruits sont décrites comme parasitant la mesure de rotation dans la littérature, notamment le bruit de rétrodiffusion dans l'anneau ainsi que l'effet Kerr. Ces sources de bruit doivent impérativement être minimisées.

Si l'amplification optique peut réduire les pertes effectives des guides d'onde, l'utilisation d'un matériau à très faible pertes reste plus efficace, car l'amplification est à l'origine d'une source de bruit supplémentaire, l'émission spontanée amplifiée. Au vu de l'importance de minimiser les pertes de propagation pour améliorer la résolution des gyroscopes optiques intégrés, il semble donc nécessaire de trouver un matériau à très faibles pertes pour remplacer les SiN PECVD ou PVD actuellement déposés par STMicroelectronics. On peut envisager, par exemple, de fabriquer le circuit optique passif en SiN LPCVD, puis de "coller" celui-ci en face arrière de la puce SOI (technique de "wafer-bonding", voir par exemple [136]). L'étude bibliographique présentée dans ce manuscrit montre en effet que le SiN LPCVD permet d'atteindre des pertes inférieures au dB/m. Néanmoins, cette technique augmentera inévitablement le prix du composant final.

Alternativement, il est possible de travailler avec des guides d'onde en verre, qui sont compatibles avec la plateforme DAPHNE et possèdent des pertes de propagation inférieures à celles du SiN PECVD. Par exemple, la startup Teem Photonics fabrique des guides d'onde par diffusion de dopants dans un substrat en verre (plateforme ioNext) [137]. Les motifs sont réalisés par photolithographie et les guides d'onde obtenus présentent un gradient d'indice de réfraction, permettant de réduire les pertes liées à la rugosité. Les pertes de propagation de ces guides d'onde sont inférieures à 0.1 dB/cm. D'autre part, leur indice de réfraction ($n=1.52$ à 1.55 μm) est plus faible que celui du SiN, réduisant les effets non-linéaires (notamment l'effet Kerr). Un stage est actuellement en cours sur ce sujet, en collaboration avec STMicroelectronics et le laboratoire IMEP-LAHC à Grenoble, afin d'étudier la faisabilité d'un gyroscope avec cette plateforme. Il est également possible de fabriquer des amplificateurs optiques avec cette technologie, la résolution du gyroscope étant d'autant meilleure que les pertes intrinsèques des guides d'onde sont faibles.

Annexe A : Calcul de la variance d'Allan

La mesure de la variance d'Allan permet de quantifier les différentes sources de bruits sur la vitesse de rotation détectée par le gyroscope. Elle est calculée en échantillonnant la sortie du gyroscope $\Omega(t)$ sur N intervalles de période temporelle τ_0 pour une vitesse de rotation constante (qui peut être choisie nulle). On peut alors moyenner $\Omega(t)$ sur des intervalles de temps τ proportionnels à la période de l'échantillonnage : $\tau = m \cdot \tau_0$, où m est un entier naturel. On obtient ainsi une série de valeurs moyennées $\Omega_k(\tau)$ où k est un entier naturel (voir figure 1 (a)). La variance d'Allan est donnée par la moyenne du carré de la différence de deux valeurs successives Ω_{k+1} et Ω_k [3], [138]:

$$AVAR(\tau) = \frac{1}{2} \langle (\Omega_{k+1}(\tau) - \Omega_k(\tau))^2 \rangle \quad (1)$$

La déviation standard de la variance d'Allan, notée $ADEV$, est obtenue à partir de la racine carrée de la variance : $ADEV = \sqrt{AVAR}$. Elle s'exprime en $^\circ/h$ et est reliée à la densité spectrale de puissance DSP_Ω de la vitesse angulaire mesurée Ω par :

$$ADEV(\tau) = \sqrt{DSP_\Omega / \tau} \quad (2)$$

En traçant la déviation standard d'Allan en fonction du temps τ en échelle log-log, on distingue plusieurs régimes linéaires de pentes différentes, permettant de quantifier les sources de bruit. La figure 1 (b) donne un exemple de mesure de la déviation standard d'Allan, extrait de la référence [2].

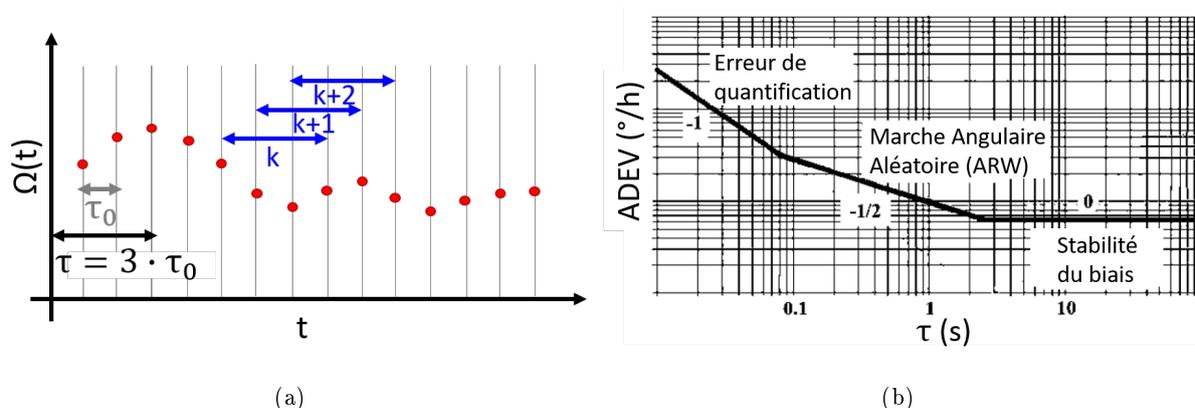


FIGURE 1 – Principe de mesure de la variance d'Allan pour extraire les valeurs des principales sources de bruit sur le gyroscope : (a) Echantillonnage de la sortie du gyroscope $\Omega(t)$ pour une vitesse de rotation constante. (b) Exemple de courbe log-log de la déviation standard d'Allan $ADEV$ en $^\circ/h$ en fonction du temps τ .

La section de la courbe de pente -1 correspond à l'erreur de quantification du signal lors de la conversion analogique-numérique, exprimée en degrés. La marche aléatoire angulaire est donnée par $ARW = ADEV \cdot \sqrt{\tau}$. Elle correspond à la section de pente -1/2 et sa valeur, donnée en $^{\circ}/h/\sqrt{Hz}$, est directement lue au point d'abscisse $\tau = 1$ s. Enfin, la stabilité du biais, donnée en $^{\circ}/h$, correspond au minimum de la courbe et est associé à une pente nulle [3].

Annexe B : L'effet Sagnac dans un milieu diélectrique

Le cas de l'onde plane nous a permis d'obtenir de manière simple le déphasage lié à l'effet Sagnac en utilisant la loi de composition des vitesses relativistes au Chapitre 2. Cependant, dans le cas d'un gyroscope à fibre optique, une étude électromagnétique est nécessaire à l'obtention des solutions modales des deux ondes se propageant en sens contraire, et doit lever l'ambiguïté sur l'influence de la vitesse de groupe et de l'indice effectif des modes. En 1982, Hervé Lefevre s'est proposé de résoudre l'équation de propagation de la lumière dans un matériau diélectrique en rotation en utilisant les lois de la relativité restreinte [21]. Dans cette approche, détaillée ici, il a choisi de se placer dans le référentiel R_R en rotation par rapport au référentiel inertiel R_I , afin de considérer le matériau diélectrique fixe et des conditions aux limites indépendantes du temps. La question du choix de la transformation des coordonnées de R_I exprimées dans le référentiel R_R se pose alors. Dans le cas d'une translation d'un référentiel R_T à une vitesse v selon l'axe yy' , les lois de la relativité restreinte impliquent d'utiliser une transformation de Lorentz des coordonnées cartésiennes :

$$x_{TL} = x_I, z_{TL} = z_I, y_{TL} = \gamma(y_I - vt_I), t_{TL} = \gamma\left(t_I + \frac{vy_I}{c^2}\right) \quad (3)$$

Avec $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$, c la vitesse de la lumière dans le vide, (x, y, z) les coordonnées de l'espace et t le temps. Bien qu'il ne soit pas interdit d'utiliser une transformation de Galilée, seules les coordonnées ci-dessus sont mesurables par des expériences internes au référentiel R_T . Considérons à présent un référentiel R_R en rotation centrée sur l'axe zz' à la vitesse angulaire Ω : localement, le problème est équivalent à celui d'une translation de vitesse v , avec $v = R\Omega$, comme montré sur la figure 2. On peut alors écrire la transformation des coordonnées de R_R par rapport à R_I en coordonnées cylindriques :

$$x_R = x_I, z_R = z_I, \theta_R = \gamma(\theta_I - \Omega t_I), t_R = \gamma\left(t_I + \frac{R\Omega}{c^2} \cdot R\theta_I\right) \quad (4)$$

Ces coordonnées peuvent être mesurées localement dans le référentiel R_R .

En revanche, un problème se pose si l'on étend cette définition à tous les points du chemin circulaire fermé : la coordonnée temporelle t_R ne peut pas dépendre de la variable θ_I , car celle-ci est 2π -périodique, et un événement donné serait représenté par une infinité d'instants. L'utilisation d'un parcours fermé rompt les conditions de synchronisation de la relativité restreinte, et il faut donc choisir un autre système de coordonnées, tel que t_R soit indépendant de θ_I , et θ_R indépendant du temps dans R_R . Plusieurs transformations sont possibles, mais l'auteur a opté pour une transformation de Galilée :

$$x_R = x_I, z_R = z_I, \theta_R = \theta_I - \Omega t_I, t_R = t_I \quad (5)$$

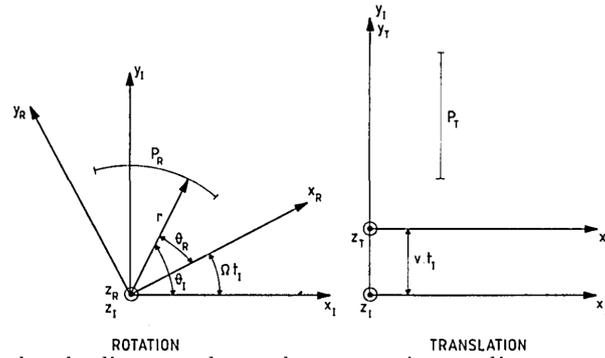


FIGURE 2 – Equivalence locale d'un arc de cercle en rotation et d'un segment en translation - extrait de [21]

Ces nouvelles coordonnées constituent un outil mathématique permettant l'étude globale d'un parcours circulaire fermé de la lumière, mais, se basant sur une transformation de Galilée, elles ne peuvent être mesurées par des expériences internes à R_R . Le système de coordonnées étant défini, il est alors possible d'étudier l'électromagnétisme d'un système tournant. Afin d'établir l'équation de propagation de la lumière dans le cas d'un milieu diélectrique en rotation, H. Lefèvre écrit le tenseur constitutif χ_R reliant le champ électromagnétique moyen macroscopique (\vec{B}, \vec{E}) à son excitation magnétique et diélectrique (\vec{H}, \vec{D}) dans le référentiel R_R . Ce tenseur n'étant pas observable localement, il le relie au tenseur χ_P , exprimé dans le référentiel inertiel R_P , qui à tout point M du cercle associe localement une translation de vitesse $\vec{v} = \vec{\Omega} \wedge \vec{r}(M)$ (figure 3). Les coordonnées de R_P étant obtenues par une transformation de Lorentz de R_I , elles sont mesurables par des expériences internes à R_P .

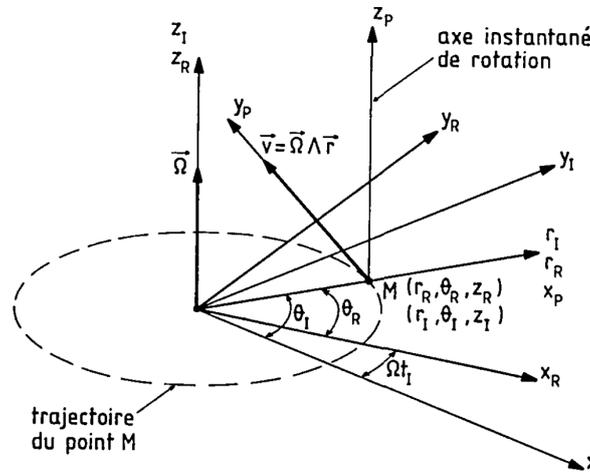


FIGURE 3 – Représentation des référentiels inertiels R_I , en rotation R_R , et propre R_P - extrait de [21]

L'auteur se propose alors d'établir et de résoudre, sans perte de généralité, l'équation de propagation dans le cas d'un gyroscope à fibre optique torique centrée sur l'axe z , de rayon R tel que $R \gg \lambda$, au premier ordre en $R\Omega/c$ (figure 4).

On note \mathcal{A} une composante quelconque du champ électromagnétique d'amplitude A dans le cas d'une onde harmonique de fréquence ω telle que : $\mathcal{A}(r, \theta, z, t) = A(r, \theta, z) \exp(i\omega t)$. Dans le référentiel R_I , l'équation de propagation s'écrit, pour une vitesse de rotation $\Omega = 0$:

$$\frac{\partial^2 A}{\partial r_I^2} + \frac{1}{r_I^2} \cdot \frac{\partial^2 A}{\partial \theta_I^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial z_I^2} + \frac{n^2 \omega_I^2}{c^2} A = 0 \quad (6)$$

Où n est l'indice de réfraction de la fibre optique. Cette équation possède des solutions discrètes connues notées :

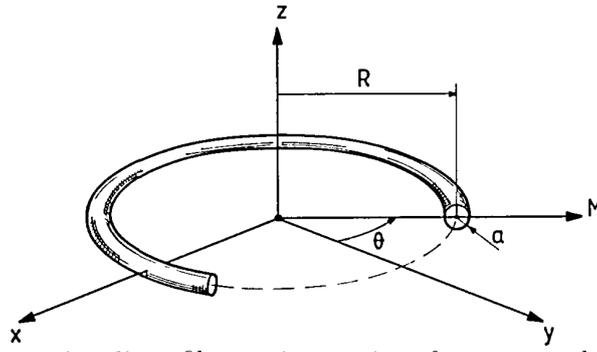


FIGURE 4 – Représentation d'une fibre optique torique formant une boucle - extrait de [21]

$$A_I(r_I, \theta_I, z_I) = a_I(r_I, z_I) \exp(-iK_I, \theta_I) \quad (7)$$

Avec a_I le module et K_I le nombre d'onde angulaire. Dans le référentiel tournant R_R , l'équation s'écrit :

$$\frac{\partial^2 A}{\partial r_R^2} + \frac{1}{r_R^2} \cdot \frac{\partial^2 A}{\partial \theta_R^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial z_R^2} + \frac{n^2 \omega_R^2}{c^2} A + \frac{2i\omega_R \Omega}{c^2} \cdot \frac{\partial A}{\partial r_R} = 0 \quad (8)$$

Les solutions $A_R(r_R, \theta_R, z_R) = a_R(r_R, z_R) \exp(-iK_R, \theta_R)$ à cette équation sont obtenues à partir de celles (7) de l'équation (6) par méthode de perturbation. On note Δa la perturbation sur le module et ΔK la perturbation sur le nombre d'onde angulaire causées par l'effet Sagnac. On a alors :

$$a_R(r_R, z_R) = a_I(r_R, z_R)(1 + \Delta a(r_R)), K_R = K_I - \Delta K \quad (9)$$

En supposant la dépendance en r et en z du module a_I séparées ($a_I(r, z) = a_I'(r) \cdot a_I''(z)$), la perturbation Δa ne dépend que de r . Elle est reliée à ΔK par l'équation :

$$2K_I \left(\frac{\omega_R \Omega}{c^2} - \frac{\Delta K}{r_R^2} \right) + \frac{da_I}{dr_R} \cdot \frac{d(\Delta a)}{\partial r_R} + \frac{d^2 a_I}{\partial r_R^2} = 0 \quad (10)$$

La perturbation du module Δa est en réalité négligeable. La perturbation sur le nombre d'onde angulaire ΔK est donnée par :

$$\Delta K = \frac{\omega_R R_m^2}{c^2} \cdot \Omega \quad (11)$$

Où R_m est un rayon moyen quasiment égal au rayon de courbure R de la fibre. Cette perturbation ne dépend donc pas de l'indice de réfraction de la fibre ni de l'indice effectif du mode guidé.

Dans le cas d'une fibre monomode, on peut considérer le mode fondamental comme transverse et pseudo-gaussien. Pour une fibre courbée immobile, on obtient la solution à l'équation (6) en appliquant une première méthode de perturbation par rapport à une fibre droite. Cette solution est de la forme :

$$A_I(r_I, \theta_I, z_I) = \alpha \cdot \exp\left(-\frac{(r_I - R - \Delta R')^2 + z_I^2}{2\rho^2}\right) \exp(-iK\theta_I) \quad (12)$$

Où R est le rayon de courbure de la fibre, K le nombre d'onde angulaire tel que $K = k \cdot R$ avec k le nombre d'onde, et $\Delta R'$ est le décalage centrifuge du mode induit par la perturbation du module $\Delta a'(r_I)$ causée par la courbure de la fibre. En appliquant une deuxième méthode de perturbation à l'équation (8), on obtient pour la fibre en rotation :

$$A_R(r_R, \theta_R, z_R) = \alpha \cdot \exp\left(-\frac{(r_R - R - \Delta R')^2 + z_R^2}{2\rho^2}\right) (1 + \Delta a(r_R)) \cdot \exp(ik\theta_R) \exp(i\Delta K\theta_R) \quad (13)$$

L'équation (10) donne alors :

$$\Delta K = \frac{\omega_R(R + \Delta R')^2}{c^2} \Omega \quad (14)$$

$$\Delta a = \frac{4\omega_R \rho^2 K \Omega}{R \cdot c^2} (r_R - R - \Delta R') \quad (15)$$

Ainsi, tout comme la courbure du guide, l'effet Sagnac provoque un décalage radial du mode dans la fibre dû à la perturbation Δa . Ce décalage, indépendant de l'indice du milieu, est en pratique négligeable devant le décalage du mode dû à la courbure du guide. Le déphasage entre deux ondes se propageant en sens contraire dans l'anneau est alors donné par :

$$\phi_s = 4\pi\Delta K = \frac{4\pi\omega_R(R + \Delta R')^2}{c^2} \Omega = \frac{8\pi S}{\lambda c} \Omega \quad (16)$$

Avec λ la longueur d'onde dans le vide, et $S = \pi(R + \Delta R')^2$ l'aire du cercle de rayon $R + \Delta R'$ correspondant au maximum du mode se propageant dans la fibre. On retrouve que l'effet Sagnac est un effet purement géométrique, qui ne dépend ni de l'indice du milieu, ni de sa dispersion, car localement, le matériau "voit" la même fréquence pour les deux ondes se propageant en sens contraire. Enfin, il a été démontré [139] que cette formule peut se généraliser pour n'importe quelle boucle fermée formée de N tours d'aire A par :

$$\phi_s = \frac{8\pi N \vec{A}}{\lambda c} \cdot \vec{\Omega} \quad (17)$$

De plus, ce déphasage est indépendant du centre de rotation choisi [24].

Annexe C : $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Er}$: Analyse par DRX

Afin de s'assurer que les couches d' $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Er}$ déposées par pulvérisation cathodique sont amorphes, des mesures de diffractométrie de rayons X (DRX) ont été effectuées à l'Institut Lumière Matière (ILM). Cette technique consiste à bombarder des rayons X sur un échantillon, puis à analyser l'intensité des rayons X diffusés selon la direction de l'espace, l'angle de déviation du faisceau étant noté 2θ . Si l'échantillon est cristallin, les rayons X interfèrent constructivement dans des directions bien précises, qui dépendent de la longueur d'onde des rayons X et de la nature du réseau cristallin. La figure 5 montre le diffractogramme obtenu pour différentes couches d' $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Er}$, déposées à température ambiante ou à 600°C , avec ou sans recuit à 800°C . On constate que les seuls pics présents sur le diffractogramme sont associés au silicium cristallin servant de substrat aux couches déposées. Cela confirme que toutes les couches d' $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Er}$ étudiées ici sont amorphes.

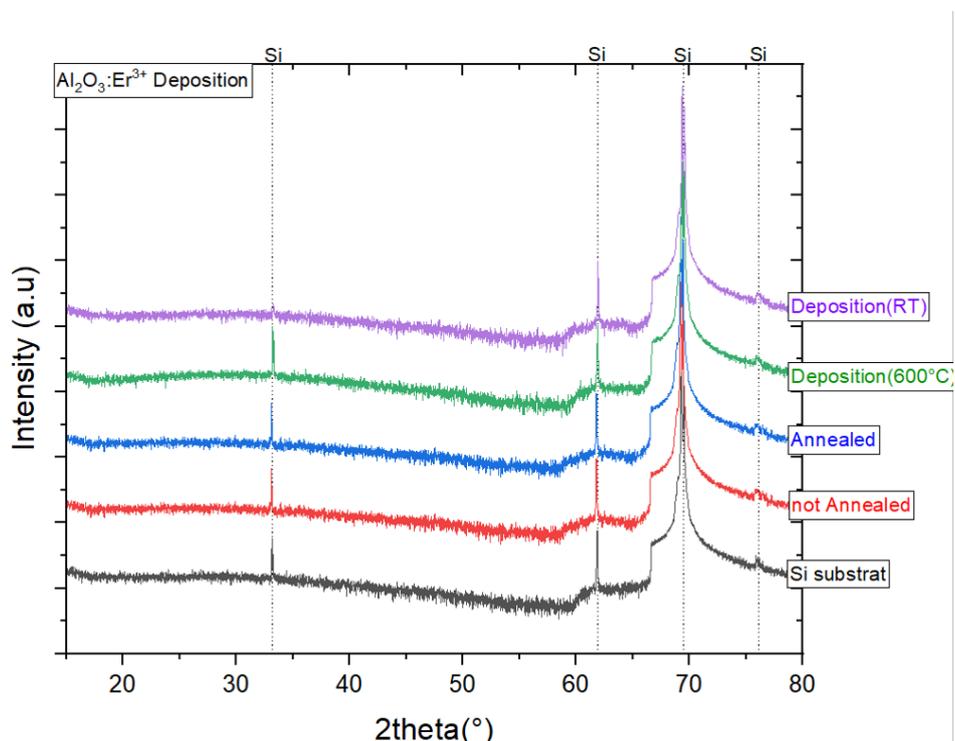


FIGURE 5 – Intensité des rayons X diffusés en fonction de l'angle de déviation du faisceau 2θ pour différentes couches d' $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Er}$. En violet : dépôt à température ambiante; en vert : dépôt à 600°C ; en bleu : dépôt à 250°C , recuit à 800°C ; en rouge : dépôt à 250°C non recuit; en gris : substrat en silicium (référence).

Bibliographie

- [1] H. Lefèvre. “French photonics days 2020 - le gyrofibre, le gyro des performances ultimes ?”, [Online]. Available: <https://www.youtube.com/watch?v=anfVYYmEDHg>.
- [2] M. N. Armenise, C. Ciminelli, F. Dell’Olio, and V. M. N. Passaro, *Advances in Gyroscope Technologies*. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2010.
- [3] H. C. Lefevre, *The Fiber-Optic Gyroscope, Second Edition*. Artech House, 2014.
- [4] A. Ravaille, “Gyromètre optique basé sur une cavité résonante passive en fibre à cœur creux”, Thèse de Doctorat, Optique [physics.optics], Université Paris-Saclay, 2018.
- [5] V. M. N. Passaro, A. Cuccovillo, L. Vaiani, M. De Carlo, and C. E. Campanella, “Gyroscope Technology and Applications: A Review in the Industrial Perspective”, *Sensors*, vol. 17, no. 10, p. 2284, 2017.
- [6] M. Á. Guillén-Torres, “Feasibility of optical gyroscopic sensors in silicon-on-insulator technology”, Thèse de Doctorat, Electrical and Computer Engineering, University of British Columbia, 2015.
- [7] STMicroelectronics. “Datasheet A3G4250D”, [Online]. Available: <https://www.st.com/en/mems-and-sensors/a3g4250d.html>.
- [8] V. Y. Venediktov, Y. V. Filatov, and E. V. Shalymov, “Passive ring resonator micro-optical gyroscopes”, *Quantum Electronics*, vol. 46, no. 5, pp. 437–446, 2016.
- [9] C. Doerr, “Silicon photonic integration in telecommunications”, *Frontiers in Physics*, vol. 3, pp. 1–16, 2015.
- [10] M. Sreenath, A. M. George, and K. A. Ansal, “State of the art Sensing Techniques using Silicon Photonics”, in *2018 International Conference on Circuits and Systems in Digital Enterprise Technology (ICCSDET)*, Kottayam, India: IEEE, 2018, pp. 1–5.
- [11] F. Boeuf, A. Fincato, L. Maggi, J. F. Carpentier, P. Le Maitre, M. Shaw, S. Cremer, N. Vulliet, C. Baudot, S. Monfray, S. Jan, C. Deglise, J. R. Manouvrier, C. Durand, A. Simbula, D. Goguet, P. Bar, D. Ristoiu, F. Leverd, L. Babaud, A. Daverio, M. Binda, A. Bazzotti, A. Canciamilla, L. Ramini, M. Traldi, and P. Gambini, “A Silicon Photonics Technology for 400 Gbit/s Applications”, in *2019 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)*, San Francisco, CA, USA: IEEE, 2019, pp. 33.1.1–33.1.4.
- [12] S. Guerber, “Intégration d’un deuxième niveau de guidage photonique par dépôt de sin au-dessus du soi traditionnel”, Thèse de Doctorat, Optique [physics.optics], Université Paris-Saclay, 2019.
- [13] P. Corke. “How gyroscopes work”, [Online]. Available: <https://robotacademy.net.au/lesson/how-gyroscopes-work/> (visited on 12/08/2021).
- [14] O. Deppe, G. Dorner, S. König, T. Martin, S. Voigt, and S. Zimmermann, “MEMS and FOG Technologies for Tactical and Navigation Grade Inertial Sensors-Recent Improvements and Comparison”, *Sensors*, vol. 17, no. 3, p. 567, 2017.
- [15] STMicroelectronics. “Gyroscopes”, [Online]. Available: <https://www.st.com/en/mems-and-sensors/gyroscopes> (visited on 12/08/2021).

- [16] C. Ciminelli, F. Dell’Olio, C. E. Campanella, and M. N. Armenise, “Photonic technologies for angular velocity sensing”, *Advances in Optics and Photonics*, vol. 2, no. 3, pp. 370–404, 2010.
- [17] G. Sagnac, “L’éther lumineux démontré par l’effet du vent relatif d’éther dans un interféromètre en rotation uniforme”, *C. R. Acad. Sci.*, vol. 157, pp. 708–710, 1913.
- [18] G. Sagnac, “Sur la preuve de la réalité de l’éther lumineux par l’expérience de l’interféromètre tournant”, *Comptes Rendus*, vol. 157, pp. 708–710, 1913.
- [19] G. Pascoli, “The Sagnac effect and its interpretation by Paul Langevin”, *Comptes Rendus Physique*, vol. 18, no. 9-10, pp. 563–569, 2017.
- [20] G. B. Malykin, “The Sagnac effect: correct and incorrect explanations”, *Physics-Uspeski*, vol. 43, no. 12, pp. 1229–1252, 2000.
- [21] H. C. Lefèvre and H. J. Arditty, “Electromagnétisme des milieux diélectriques linéaires en rotation et application à la propagation d’ondes guidées”, *Applied Optics*, vol. 21, no. 8, pp. 1400–1409, 1982.
- [22] H. J. Arditty and H. C. Lefèvre, “Sagnac effect in fiber gyroscopes”, *Optics Letters*, vol. 6, no. 8, pp. 401–403, 1981.
- [23] V. Vali, R. W. Shorthill, and M. F. Berg, “Fresnel-Fizeau effect in a rotating optical fiber ring interferometer”, *Applied Optics*, vol. 16, no. 10, pp. 2605–2607, 1977.
- [24] E. Schwartz, “Sagnac effect in an off-center rotating ring frame of reference”, *European Journal of Physics*, vol. 38, no. 1, p. 015301, 2017.
- [25] V. Vali and R. W. Shorthill, “Fiber ring interferometer”, *Applied Optics*, vol. 15, no. 5, pp. 1099–1100, 1976.
- [26] N. J. Frigo, H. F. Taylor, L. Goldberg, J. F. Weller, and S. C. Rashleigh, “Optical Kerr effect in fiber gyroscopes: effects of nonmonochromatic sources”, *Optics Letters*, vol. 8, no. 2, pp. 119–121, 1983.
- [27] K. Takada, “Calculation of Rayleigh backscattering noise in fiber-optic gyroscopes”, *Journal of the Optical Society of America A*, vol. 2, no. 6, pp. 872–877, 1985.
- [28] N. J. Frigo, “Compensation Of Linear Sources Of Non-Reciprocity In Sagnac Interferometers”, in *Fiber Optic and Laser Sensors I*, vol. 0412, SPIE, 1983, pp. 268–271.
- [29] H. Lefèvre, “Comprendre et apprécier le gyrofibre : le gyro aux performances ultimes ?”, *Photoniques*, vol. 157, pp. 40–43, 2016.
- [30] W. M. Macek and D. T. M. Davis, “Rotation rate sensing with travelling-wave ring lasers”, *Applied Physics Letters*, vol. 2, no. 3, pp. 67–68, 1963.
- [31] S. Schwartz, “Gyrolaser à état solide. Application des lasers à atomes à la gyrométrie.”, Physique [physics], Ecole Polytechnique X, 2006.
- [32] M. Faucheux, D. Fayoux, and J. J. Roland, “The ring laser gyro”, *Journal of Optics*, vol. 19, no. 3, pp. 101–115, 1988.
- [33] S. Ezekiel and S. R. Balsamo, “Passive ring resonator laser gyroscope”, *Applied Physics Letters*, vol. 30, no. 9, pp. 478–480, 1977.
- [34] D. M. Shupe, “Fiber resonator gyroscope: sensitivity and thermal nonreciprocity”, *Appl. Opt.*, vol. 20, no. 2, pp. 286–289, 1981.
- [35] M. Terrel, M. Dignonnet, and S. Fan, “Performance comparison of slow-light coupled-resonator optical gyroscopes”, *Laser & Photonics Review*, vol. 3, no. 5, pp. 452–465, 2009.
- [36] K. Iwatsuki, K. Hotate, and M. Higashiguchi, “Effect of Rayleigh backscattering in an optical passive ring-resonator gyro”, *Applied Optics*, vol. 23, no. 21, pp. 3916–3924, 1984.
- [37] K. Iwatsuki, K. Hotate, and M. Higashiguchi, “Eigenstate of polarization in a fiber ring resonator and its effect in an optical passive ring-resonator gyro”, *Applied Optics*, vol. 25, no. 15, pp. 2606–2612, 1986.

- [38] K. Iwatsuki, K. Hotate, and M. Higashiguchi, “Kerr effect in an optical passive ring-resonator gyro”, *Journal of Lightwave Technology*, vol. 4, no. 6, pp. 645–651, 1986.
- [39] G. Sanders, L. K. Strandjord, J. Wu, W. Williams, M. Smiciklas, M. Salit, C. Narayanan, E. Benser, and T. Qiu, “Improvements of compact resonator fiber optic gyroscopes”, in *2017 DGON Inertial Sensors and Systems (ISS)*, Karlsruhe: IEEE, 2017, pp. 1–12.
- [40] G. A. Sanders, L. K. Strandjord, and T. Qiu, “Hollow Core Fiber Optic Ring Resonator for Rotation Sensing”, in *Optical Fiber Sensors*, Cancún, Mexico: OSA, 2006, ME6.
- [41] A. Ravaille, G. Feugnet, B. Debord, F. Gérôme, F. Benabid, and F. Bretenaker, “Rotation measurements using a resonant fiber optic gyroscope based on Kagome fiber”, *Applied Optics*, vol. 58, no. 9, p. 2198, 2019.
- [42] X.-l. Zhang, H.-l. Ma, Z.-h. Jin, and C. Ding, “Open-loop operation experiments in a resonator fiber-optic gyro using the phase modulation spectroscopy technique”, *Applied Optics*, vol. 45, no. 31, pp. 7961–7965, 2006.
- [43] K. Hotate and M. Harumoto, “Resonator fiber optic gyro using digital serrodyne modulation”, in *Optical Fiber Sensors*, Optical Society of America, 1996, Paper Tu35.
- [44] D. Ying, H. Ma, and Z. Jin, “Resonator fiber optic gyro using the triangle wave phase modulation technique”, *Optics Communications*, vol. 281, pp. 580–586, 2008.
- [45] L. Wang, H. Li, J. Zhang, H. Ma, and Z. Jin, “Optimization of the sinusoidal phase modulation technique in resonant fiber optic gyro”, *Optics Communications*, vol. 387, pp. 18–23, 2017.
- [46] F. Dell’Olio, F. Indiveri, F. Innone, P. D. Russo, C. Ciminelli, and M. N. Armenise, “System test of an optoelectronic gyroscope based on a high Q-factor InP ring resonator”, *Optical Engineering*, vol. 53, no. 12, pp. 1–9, 2014.
- [47] meFiberOptic.com. “Different types of losses in optical fibers”, [Online]. Available: <https://mefiberoptic.com/different-types-of-losses-in-optical-fiber> (visited on 12/08/2021).
- [48] M. J. Grant and M. J. F. Digonnet, “Loss-gain coupled ring resonator gyroscope”, in *Optical, Opto-Atomic, and Entanglement-Enhanced Precision Metrology*, S. M. Shahriar and J. Scheuer, Eds., International Society for Optics and Photonics, vol. 10934, SPIE, 2019, pp. 90–102.
- [49] B. Wu, Y. Yu, J. Xiong, and X. Zhang, “Silicon Integrated Interferometric Optical Gyroscope”, *Scientific Reports*, vol. 8, no. 1, p. 8766, 2018.
- [50] S. Srinivasan, R. Moreira, D. Blumenthal, and J. E. Bowers, “Design of integrated hybrid silicon waveguide optical gyroscope”, *Optics Express*, vol. 22, no. 21, pp. 24 988–24 993, 2014.
- [51] S. Gundavarapu, M. Belt, T. A. Huffman, M. A. Tran, T. Komljenovic, J. E. Bowers, and D. J. Blumenthal, “Interferometric Optical Gyroscope Based on an Integrated Si₃N₄ Low-Loss Waveguide Coil”, *Journal of Lightwave Technology*, vol. 36, no. 4, pp. 1185–1191, 2018.
- [52] D. Liu, H. Li, X. Wang, H. Liu, P. Ni, N. Liu, and L. Feng, “Interferometric optical gyroscope based on an integrated silica waveguide coil with low loss”, *Optics Express*, vol. 28, no. 10, pp. 15 718–15 730, 2020.
- [53] M. A. Tran, T. Komljenovic, J. C. Hulme, M. Kennedy, D. J. Blumenthal, and J. E. Bowers, “Integrated optical driver for interferometric optical gyroscopes”, *Optics Express*, vol. 25, no. 4, pp. 3826–3840, 2017.
- [54] C. Ciminelli, D. D’Agostino, G. Carnicella, F. Dell’Olio, D. Conteduca, H. Ambrosius, M. K. Smit, and M. N. Armenise, “A high- Q InP resonant angular velocity sensor for a monolithically integrated optical gyroscope”, *IEEE Photonics Journal*, vol. 8, pp. 1–19, 2016.

- [55] K. Shang, M. Lei, Q. Xiang, Y. Na, and L. Zhang, “Tactical-grade interferometric fiber optic gyroscope based on an integrated optical chip”, *Optics Communications*, vol. 485, p. 126 729, 2021.
- [56] W. Bogaerts, P. De Heyn, T. Van Vaerenbergh, K. De Vos, S. Kumar Selvaraja, T. Claes, P. Dumon, P. Bienstman, D. Van Thourhout, and R. Baets, “Silicon microring resonators”, *Laser & Photonics Reviews*, vol. 6, no. 1, pp. 47–73, 2012.
- [57] V. Van, *Optical Microring Resonators: Theory, Techniques, and Applications*. Boca Raton: CRC Press, 2016.
- [58] L.-W. Luo, G. S. Wiederhecker, J. Cardenas, C. Poitras, and M. Lipson, “High quality factor etchless silicon photonic ring resonators”, *Opt. Express*, vol. 19, no. 7, pp. 6284–6289, 2011.
- [59] M. Á. Guillén-Torres, E. Cretu, N. A. F. Jaeger, and L. Chrostowski, “Ring Resonator Optical Gyroscopes-Parameter Optimization and Robustness Analysis”, *Journal of Light-wave Technology*, vol. 30, no. 12, pp. 1802–1817, 2012.
- [60] A. Biberman, M. J. Shaw, E. Timurdogan, J. B. Wright, and M. R. Watts, “Ultralow-loss silicon ring resonators”, *Opt. Lett.*, vol. 37, no. 20, pp. 4236–4238, 2012.
- [61] D. T. Spencer, J. F. Bauters, M. J. R. Heck, and J. E. Bowers, “Integrated waveguide coupled Si₃N₄ resonators in the ultrahigh-Q regime”, *Optica*, vol. 1, no. 3, pp. 153–157, 2014.
- [62] C. Feng, D. Zhang, Y. Zhang, C. Qing, H. Ma, H. Li, and L. Feng, “Resonant integrated optical gyroscope based on Si₃N₄ waveguide ring resonator”, *Optics Express*, vol. 29, no. 26, p. 43 875, 2021.
- [63] J. Zhang, H. Ma, H. Li, and Z. Jin, “Single-polarization fiber-pigtailed high-finesse silica waveguide ring resonator for a resonant micro-optic gyroscope”, *Optics Letters*, vol. 42, no. 18, pp. 3658–3661, 2017.
- [64] Z. Feng, Y. He, W. Yan, F. Yang, W. Han, and Z. Li, “Progress of waveguide ring resonators used in micro-optical gyroscopes”, *Photonics*, vol. 7, no. 4, 2020.
- [65] C. Ciminelli, F. Dell’Olio, M. N. Armenise, F. M. Soares, and W. Passenberg, “High performance InP ring resonator for new generation monolithically integrated optical gyroscopes”, *Optics Express*, vol. 21, no. 1, pp. 556–564, 2013.
- [66] M. Zhang, C. Wang, R. Cheng, A. Shams-Ansari, and M. Loncar, “Monolithic ultra-high-Q lithium niobate microring resonator”, *Optica*, vol. 4, no. 12, pp. 1536–1537, 2017.
- [67] Z. Feng, Y. He, W. Yan, F. Yang, W. Han, and Z. Li, “Progress of Waveguide Ring Resonators Used in Micro-Optical Gyroscopes”, *Photonics*, vol. 7, no. 4, p. 96, 2020.
- [68] H. Lee, T. Chen, J. Li, K. Y. Yang, S. Jeon, O. Painter, and K. J. Vahala, “Chemically etched ultrahigh-Q wedge-resonator on a silicon chip”, *Nature Photonics*, vol. 6, no. 6, pp. 369–373, 2012.
- [69] H. Tian, Y. Zhang, X. Zhang, H. Wu, and P. Yuan, “Rotation sensing based on a side-coupled spaced sequence of resonators”, *Optics Express*, vol. 19, no. 10, pp. 9185–9191, 2011.
- [70] B. Z. Steinberg, J. Scheuer, and A. Boag, “Rotation-induced superstructure in slow-light waveguides with mode-degeneracy: optical gyroscopes with exponential sensitivity”, *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 24, no. 5, pp. 1216–1224, 2007.
- [71] J. Scheuer and A. Yariv, “Sagnac Effect in Coupled-Resonator Slow-Light Waveguide Structures”, *Physical Review Letters*, vol. 96, no. 5, p. 053 901, 2006.
- [72] C. Sorrentino, J. R. E. Toland, and C. P. Search, “Ultra-sensitive chip scale Sagnac gyroscope based on periodically modulated coupling of a coupled resonator optical waveguide”, *Optics Express*, vol. 20, no. 1, pp. 354–363, 2012.

- [73] J. R. E. Toland, Z. A. Kaston, C. Sorrentino, and C. P. Search, “Chirped area coupled resonator optical waveguide gyroscope”, *Optics Letters*, vol. 36, no. 7, pp. 1221–1223, 2011.
- [74] C. Peng, Z. Li, and A. Xu, “Rotation sensing based on a slow-light resonating structure with high group dispersion”, *Applied Optics*, vol. 46, no. 19, pp. 4125–4131, 2007.
- [75] K. Zamani Aghaie, P.-B. Vigneron, and M. J. F. Digonnet, “Rotation sensitivity analysis of a two-dimensional array of coupled resonators”, S. M. Shahriar and J. Scheuer, Eds., San Francisco, California, United States, 2015, 93781P.
- [76] M. A. Terrel, M. J. F. Digonnet, and S. Fan, “Coupled resonator gyroscopes: what works and what does not”, S. M. Shahriar and P. R. Hemmer, Eds., San Francisco, California, 2010, 76120B.
- [77] L. Zhou and A. W. Poon, “Fano resonance-based electrically reconfigurable add-drop filters in silicon microring resonator-coupled Mach-Zehnder interferometers”, *Optics Letters*, vol. 32, no. 7, pp. 781–783, 2007.
- [78] M. Terrel, M. J. F. Digonnet, and S. Fan, “Ring-coupled mach-zehnder interferometer optimized for sensing”, *Applied Optics*, vol. 48, no. 26, pp. 4874–4879, 2009.
- [79] J.-M. Liu, *Photonic Devices*. Cambridge Univ. Press, 2005.
- [80] H. Zhang, W. Li, P. Han, X. Chang, J. Liu, J. Lin, X. Xue, F. Zhu, Y. Yang, X. Liu, X. Zhang, A. Huang, Z. Xiao, and J. Fang, “The effect of broadened linewidth induced by dispersion on the performance of resonant optical gyroscope”, *Optics Communications*, vol. 407, pp. 208–216, 2018.
- [81] J. Wang, L. Feng, and Y. Zhi, “Analysis of optimal frequency bias of frequency-lock in passive ring resonator optic gyro”, F. Berghmans, A. G. Mignani, and P. De Moor, Eds., Brussels, Belgium, 2014, 91411A.
- [82] M. N. Armenise, “Physical Effects in Gyroscopes”, in *Advances in Gyroscope Technologies*, M. N. Armenise, C. Ciminelli, F. Dell’Olio, and V. M. N. Passaro, Eds., Berlin, Heidelberg: Springer, 2011, pp. 9–15.
- [83] H. Ma, Z. He, and K. Hotate, “Reduction of Backscattering Induced Noise by Carrier Suppression in Waveguide-Type Optical Ring Resonator Gyro”, *Journal of Lightwave Technology*, vol. 29, no. 1, pp. 85–90, 2011.
- [84] Huilian Ma, Yuchao Yan, Yan Chen, and Zhonghe Jin, “Improving Long-Term Stability of a Resonant Micro-Optic Gyro by Reducing Polarization Fluctuation”, *IEEE Photonics Journal*, vol. 4, no. 6, pp. 2372–2381, 2012.
- [85] G. Feugnet, A. Ravaille, S. Schwartz, and F. Bretenaker, “Analysis of the design of a passive resonant miniature optical gyroscope based on integrated optics technologies”, *Optical Engineering*, vol. 56, no. 10, pp. 1–10, 2017.
- [86] N. Li, D. Vermeulen, Z. Su, E. S. Magden, M. Xin, N. Singh, A. Ruocco, J. Notaros, C. V. Poulton, E. Timurdogan, C. Baiocco, and M. R. Watts, “Monolithically integrated erbium-doped tunable laser on a CMOS-compatible silicon photonics platform”, *Optics Express*, vol. 26, no. 13, pp. 16 200–16 211, 2018.
- [87] M. Naftaly, “Mode locking in the ring laser gyroscope: reduced threshold for two cavity modes”, Thèse de Doctorat, Physique [physics], Université Brunel, 1990.
- [88] W. W. Chow, J. Gea-Banacloche, L. M. Pedrotti, V. E. Sanders, W. Schleich, and M. O. Scully, “The ring laser gyro”, *Reviews of Modern Physics*, vol. 57, no. 1, pp. 61–104, 1985.
- [89] A. Khandelwal, A. Syed, and J. Nayak, “Limits imposed by nonlinear coupling on rotation sensitivity of a semiconductor ring laser gyroscope”, *Applied Optics*, vol. 55, no. 19, pp. 5187–5191, 2016.
- [90] F. Zarinetchi and S. Ezekiel, “Observation of lock-in behavior in a passive resonator gyroscope”, *Optics Letters*, vol. 11, no. 6, pp. 401–403, 1986.

- [91] S. Gundavarapu, G. M. Brodnik, M. Puckett, T. Huffman, D. Bose, R. Behunin, J. Wu, T. Qiu, C. Pinho, N. Chauhan, J. Nohava, P. T. Rakich, K. D. Nelson, M. Salit, and D. J. Blumenthal, “Sub-hertz fundamental linewidth photonic integrated Brillouin laser”, *Nature Photonics*, vol. 13, no. 1, pp. 60–67, 2019.
- [92] Y.-H. Lai, M.-G. Suh, Y.-K. Lu, B. Shen, Q.-F. Yang, H. Wang, J. Li, S. H. Lee, K. Y. Yang, and K. Vahala, “Earth rotation measured by a chip-scale ring laser gyroscope”, *Nature Photonics*, vol. 14, no. 6, pp. 345–349, 2020.
- [93] M. J. Grant and M. J. F. Digonnet, “Enhanced rotation sensing and exceptional points in a parity-time-symmetric coupled-ring gyroscope”, *Optics Letters*, vol. 45, no. 23, pp. 6538–6541, 2020.
- [94] Y.-H. Lai, Y.-K. Lu, M.-G. Suh, Z. Yuan, and K. Vahala, “Observation of the exceptional-point-enhanced Sagnac effect”, *Nature*, vol. 576, no. 7785, pp. 65–69, 2019.
- [95] H.-k. Hsiao and K. A. Winick, “Planar glass waveguide ring resonators with gain”, *Optics Express*, vol. 15, no. 26, pp. 17 783–17 797, 2007.
- [96] C. Ciminelli, F. Peluso, and M. N. Armenise, “A new integrated optical angular velocity sensor”, in *Integrated Optics: Devices, Materials, and Technologies IX*, Y. Sidorin and C. A. Waechter, Eds., International Society for Optics and Photonics, vol. 5728, SPIE, 2005, pp. 93–100.
- [97] “What is optical amplifier noise figure?”, [Online]. Available: <https://www.fiberoptics4sale.com/blogs/archive-posts/95042758-what-is-optical-amplifier-noise-figure>.
- [98] L. Wang, W. Xie, D. V. Thourhout, Y. Zhang, H. Yu, and S. Wang, “Nonlinear silicon nitride waveguides based on a PECVD deposition platform”, *Optics Express*, vol. 26, no. 8, pp. 9645–9654, 2018.
- [99] A. Frigg, A. Boes, G. Ren, I. Abdo, D.-Y. Choi, S. Gees, A. Mitchell, and A. Mitchell, “Low loss CMOS-compatible silicon nitride photonics utilizing reactive sputtered thin films”, *Optics Express*, vol. 27, no. 26, pp. 37 795–37 805, 2019.
- [100] M. Calvo, “Study and manufacturing of biosensors based on plasmonic effects and built on silicon.”, Thèse de Doctorat, Electronique, Université de Lyon, 2020.
- [101] S. Cueff, “Transfert d’énergie entre nanoclusters de Silicium et Erbium dans des matrices oxydes et nitrures de Si : applications à des diodes électroluminescentes”, Thèse de Doctorat, Optique/Photonique, Université de Caen, 2011.
- [102] P. Felipe Jarschel de Siqueira, “Erbium-doped aluminum-oxide films for integrated photonics”, Thèse de Doctorat, Universidade Estadual de Campinas, 2018.
- [103] P. Kik, “Energy transfer in erbium doped optical waveguides based on silicon”, Tèse de Doctorat, Nanophysique, FOM-Institute for Atomic and Molecular Physics, 2000.
- [104] “The rp photonics encyclopedia”, [Online]. Available: https://www.rp-photonics.com/transition_cross_sections.html.
- [105] “The rp photonics encyclopedia”, [Online]. Available: https://www.rp-photonics.com/erbium_doped_laser_gain_media.html.
- [106] J. D. B. Bradley, L. Agazzi, D. Geskus, F. Ay, K. Wörhoff, and M. Pollnau, “Gain bandwidth of 80 nm and 2 dB/cm peak gain in $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Er}^{3+}$ optical amplifiers on silicon”, *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 27, no. 2, pp. 187–196, 2010.
- [107] G. N. van den Hoven, R. J. I. M. Koper, A. Polman, C. van Dam, J. W. M. van Uffelen, and M. K. Smit, “Net optical gain at 1.53 μm in Er-doped Al_2O_3 waveguides on silicon”, *Applied Physics Letters*, vol. 68, no. 14, pp. 1886–1888, 1996.
- [108] S. A. Vázquez-Córdova, M. Dijkstra, E. H. Bernhardt, F. Ay, K. Wörhoff, J. L. Herek, S. M. García-Blanco, and M. Pollnau, “Erbium-doped spiral amplifiers with 20 dB of net gain on silicon”, *Optics Express*, vol. 22, no. 21, pp. 25 993–26 004, 2014.

- [109] J. Rönn, J. Zhang, W. Zhang, Z. Tu, A. Matikainen, X. Leroux, E. Durán-Valdeiglesias, N. Vulliet, F. Boeuf, C. Alonso-Ramos, H. Lipsanen, L. Vivien, Z. Sun, and E. Cassan, “Erbium-doped hybrid waveguide amplifiers with net optical gain on a fully industrial 300 mm silicon nitride photonic platform”, *Optics Express*, vol. 28, no. 19, pp. 27 919–27 926, 2020.
- [110] V. R. Almeida, Q. Xu, C. A. Barrios, and M. Lipson, “Guiding and confining light in void nanostructure”, *Optics Letters*, vol. 29, no. 11, pp. 1209–1211, 2004.
- [111] J. Rönn, W. Zhang, A. Autere, X. Leroux, L. Pakarinen, C. Alonso-Ramos, A. Säynätjoki, H. Lipsanen, L. Vivien, E. Cassan, and Z. Sun, “Ultra-high on-chip optical gain in erbium-based hybrid slot waveguides”, *Nature Communications*, vol. 10, no. 1, p. 432, 2019.
- [112] C. Xiong, W. H. P. Pernice, J. H. Ngai, J. W. Reiner, D. Kumah, F. J. Walker, C. H. Ahn, and H. X. Tang, “Active silicon integrated nanophotonics: ferroelectric BaTiO₃ devices”, *Nano Letters*, vol. 14, no. 3, pp. 1419–1425, 2014.
- [113] F. Eltes, D. Caimi, F. Fallegger, M. Sousa, E. O’Connor, M. D. Rossell, B. Offrein, J. Fompeyrine, and S. Abel, “Low-loss BaTiO₃-Si waveguides for nonlinear integrated photonics”, *ACS Photonics*, vol. 3, no. 9, pp. 1698–1703, 2016.
- [114] R. Orobtcouk, A. Belarouci, B. Vilquin, Romeo, and P. Rojo, “Efficient integration of low refractive index active materials on CMOS compatible photonics platform based on half etch slot waveguide”, in *Photonics North 2019*, Québec, Canada, 2019.
- [115] X. Xu, V. Fili, W. Szuba, M. Hiraishi, T. Inaba, T. Tawara, H. Omi, and H. Gotoh, “Epitaxial single-crystal rare-earth oxide in horizontal slot waveguide for silicon-based integrated active photonic devices”, *Opt. Express*, vol. 28, no. 10, pp. 14 448–14 460, 2020.
- [116] X. Xu, T. Inaba, T. Tsuchizawa, A. Ishizawa, H. Sanada, T. Tawara, H. Omi, K. Oguri, and H. Gotoh, “Low-loss erbium-incorporated rare-earth oxide waveguides on si with bound states in the continuum and the large optical signal enhancement in them”, *Opt. Express*, vol. 29, no. 25, pp. 41 132–41 143, 2021.
- [117] M. Masi, R. Orobtcouk, G. Fan, J.-M. Fedeli, and L. Pavesi, “Towards a realistic modelling of ultra-compact racetrack resonators”, *J. Lightwave Technol.*, vol. 28, no. 22, pp. 3233–3242, 2010.
- [118] X. Hu, S. Cuff, P. R. Romeo, and R. Orobtcouk, “Modeling the anisotropic electro-optic interaction in hybrid silicon-ferroelectric optical modulator”, *Opt. Express*, vol. 23, no. 2, pp. 1699–1714, 2015.
- [119] J. Sarkar, “Sputtering and Thin Film Deposition”, in *Sputtering Materials for VLSI and Thin Film Devices*, Elsevier, 2014, pp. 93–170.
- [120] J. D. Bradley, R. Stoffer, L. Agazzi, F. Ay, K. Wörhoff, and M. Pollnau, “Integrated Al₂O₃:Er³⁺ ring lasers on silicon with wide wavelength selectivity”, *Optics Letters*, vol. 35, no. 1, pp. 73–75, 2010.
- [121] K. Wörhoff, J. D. B. Bradley, F. Ay, D. Geskus, T. P. Blauwendraat, and M. Pollnau, “Reliable Low-Cost Fabrication of Low-Loss Al₂O₃:Er³⁺ Waveguides With 5.4-dB Optical Gain”, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 45, no. 5, pp. 454–461, 2009.
- [122] “The rp photonics encyclopedia - doping concentration”, [Online]. Available: https://www.rp-photonics.com/doping_concentration.html.
- [123] T. B. Nguyen, “Determining rare earth dopant concentrations in optical fibres and waveguides”, Thèse de Doctorat, Victoria University of Technology, 2004.
- [124] Corial. “Inductively coupled plasma - reactive ion etching (ICP-RIE)”, [Online]. Available: <https://corial.plasmatherm.com/en/technologies/icp-rie-inductively-coupled-plasma-reactive-ion-etching> (visited on 11/02/2022).

- [125] Y. Zhi, L. Feng, M. Lei, and K. Wang, “Low-delay, high-bandwidth frequency-locking loop of resonator integrated optic gyro with triangular phase modulation”, *Appl. Opt.*, vol. 52, no. 33, pp. 8024–8031, 2013.
- [126] “Oz optics”, [Online]. Available: <https://www.ozoptics.com>.
- [127] S. A. Teukolsky, B. Flannery, W. Press, and W. Vetterling, “Numerical recipes in C: The art of scientific computing, second edition”, *Endeavour*, vol. 693, no. 1, pp. 59–70, 1992.
- [128] D. York, N. M. Evensen, M. L. Martinez, and J. De Basabe Delgado, “Unified equations for the slope, intercept, and standard errors of the best straight line”, *American Journal of Physics*, vol. 72, no. 3, pp. 367–375, 2004.
- [129] B. Ben Bakir, A. V. de Gyves, R. Orobitchouk, P. Lyan, C. Porzier, A. Roman, and J.-M. Fedeli, “Low-loss (1 db) and polarization-insensitive edge fiber couplers fabricated on 200-mm silicon-on-insulator wafers”, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 22, no. 11, pp. 739–741, 2010.
- [130] P. F. Jarschell, L. A. M. Boreal, and N. C. Frateschi, “Erbium Doped Al₂O₃ Films For Integrated III-V Photonics”, pp. 1–4, 2013.
- [131] J.-F. Lelièvre, E. Fourmond, A. Kaminski, O. Palais, D. Ballutaud, and M. Lemiti, “Study of the composition of hydrogenated silicon nitride SiN_x:H for efficient surface and bulk passivation of silicon”, *Solar Energy Materials and Solar Cells*, vol. 93, no. 8, pp. 1281–1289, 2009.
- [132] E. M. Esposito, L. V. Mercaldo, P. D. Veneri, L. Lancellotti, and C. Privato, “Annealing effects on PECVD-grown Si rich aSiN_x thin films”, *Energy Procedia*, vol. 2, no. 1, pp. 159–164, 2010.
- [133] D. T. H. Tan, K. J. A. Ooi, and D. K. T. Ng, “Nonlinear optics on silicon-rich nitride-a high nonlinear figure of merit CMOS platform [Invited]”, *Photonics Research*, vol. 6, no. 5, B50, 2018.
- [134] T. D. Bucio, C. Lacava, M. Clementi, J. Faneca, I. Skandalos, A. Baldycheva, M. Galli, K. Debnath, P. Petropoulos, and F. Gardes, “Silicon Nitride Photonics for the Near-Infrared”, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 26, no. 2, pp. 1–13, 2020.
- [135] S. F. Li, C. L. Song, Q. J. Xiong, and B. Ran, “A numerical analysis of gain characteristics of Er-doped Al₂O₃ waveguide amplifiers”, *Opt. Quantum Electron.*, vol. 34, pp. 859–866, 2002.
- [136] G. Roelkens, J. Van Campenhout, J. Brouckaert, D. Van Thourhout, R. Baets, P. R. Romeo, P. Regreny, A. Kazmierczak, C. Seassal, X. Letartre, G. Hollinger, J. M. Fedeli, L. Di Cioccio, and C. Lagahe-Blanchard, “III-V/Si photonics by die-to-wafer bonding”, *Materials Today*, vol. 10, no. 7, pp. 36–43, 2007.
- [137] TeemPhotonics. “Customized glass-based photonic integrated circuits / plcs”, [Online]. Available: <https://www.teemphotonics.com/integrated-photonics/custom-photonic-integrated-circuits-plcs/>.
- [138] FreescaleSemiconductorsInc., “Allan Variance: Noise Analysis for Gyroscopes”, *Application note*, p. 9, 2015.
- [139] E. Schwartz and N. Meitav, “The Sagnac effect: interference in a rotating frame of reference”, *Physics Education*, vol. 48, no. 2, pp. 203–206, 2013.

Valorisation

Conférences :

E. Kempf, M. Calvo, F. Domengie, S. Monfray, F. Boeuf, P. Charette, R. Orobtcchouk, "Low Temperature SiN Waveguides Optimization for Photonic Platform", *International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON)*, pp. 1-4, 2020

E. Kempf, P. Labeye, P. Grosse, S. Monfray, F. Boeuf, P. Charette, R. Orobtcchouk, "Design and Fabrication of a Ring-Coupled Mach-Zehnder Interferometer Gyroscope", *European Solid-state Devices and Circuits Conference (ESSDERC-ESSCIRC)*, pp.179-182, 2021

A. Taute, R. Orobtcchouk, **E. Kempf**, S. Monfray, L. Berguiga, X. Letartre, S. Cueff, "Emerging Low-Loss Phase Change Material Enabling Tunable Optical Functions", *International Conference on Solid State Devices and Materials (SSDM)*, 2021

S. Monfray, S. Guerber, A. Montagné, D. Fowler, P. Grosse, J. Planchot, D. Ristoiu, F. Baron, M. Brihoum, L. Babaud, A. Taute ; **E. Kempf**, K. Rovayaz, P. Chantraine, S. Delmedico, F. Leverd, L. Balme, D. Pellissier, K. Haxvaire, M. Guillermet, S. Mermoz, M. Hello, S. Jan, P. Chevalier, F. Boeuf, "Optical Phased Array for 905-nm LIDAR applications integrated on 300nm Si-Photonic Platform", *Optical Fiber Communication Conference (OFC)*, 2022

Article de journal :

E. Kempf, P. Rojo Romeo, A. Gassenq, A. Taute, P. Chantraine, J. John, A. Belarouci, S. Monfray, F. Boeuf, P. Charette, R. Orobtcchouk, "SiN half-etch horizontal slot waveguides for integrated photonics : numerical modeling, fabrication, and characterization of passive components", *Opt. Express*, vol. 30, no.3, pp.4202-4214, 2022



FOLIO ADMINISTRATIF

THESE DE L'UNIVERSITE DE LYON OPEREE AU SEIN DE L'INSA LYON

NOM : KEMPF
(avec précision du nom de jeune fille, le cas échéant)

DATE de SOUTENANCE : 07/06/2022

Prénoms : Eva

TITRE : Développement d'un gyroscope intégré en technologie de guide d'onde SiN

NATURE : Doctorat

Numéro d'ordre : 2022LYSEI051

Ecole doctorale : Electronique, Electrotechnique, Automatique

Spécialité : Nanophotonique

RESUME :

Les gyroscopes optiques sont des capteurs de vitesse angulaire présents dans un nombre varié d'applications, telles que l'électronique grand public, l'automobile, l'aéronautique et le militaire. Il en existe trois grandes catégories, avec des performances différentes : les gyroscopes mécaniques, vibratoires (MEMS), et optiques. Le choix du type de gyroscope dépend de l'application visée : les gyroscopes optiques et mécaniques sont très précis mais coûteux et volumineux, tandis que les gyroscopes MEMS sont bon marché, mais leur sensibilité est limitée. L'émergence de la navigation autonome requiert l'utilisation de capteurs compacts et précis, et la recherche s'est tournée vers l'intégration des gyroscopes optiques sur des circuits photoniques.

La but de cette thèse est de proposer des pistes de développement de gyroscopes optiques pouvant être fabriqués sur la plateforme photonique de STMicroelectronics, DAPHNE, à grande échelle et à moindre coût. Nous nous sommes concentrés sur l'intégration d'un gyroscope basé sur le concept d'un anneau résonant dont la fréquence de résonance varie avec la vitesse de rotation (effet Sagnac). Cette intégration est cependant complexe, car la sensibilité des gyroscopes optiques est directement reliée à leur taille et aux pertes de propagation dans l'anneau via la pente de la résonance.

Deux pistes ont donc été étudiées pour augmenter la pente de la résonance : coupler l'anneau à un interféromètre de Mach-Zehnder afin d'obtenir des résonances de Fano, et développer des guides d'onde slots horizontaux en SiN incorporant une couche d'alumine dopée erbium pour réduire les pertes effectives par de l'amplification optique. Dans le premier cas, un gain d'un facteur 2 a été démontré sur la sensibilité. Dans le second cas, des pertes de 4 dB/cm et des facteurs de qualité de 50000 ont été mesurés sur des guides d'onde passifs fabriqués à l'INL, prouvant l'intérêt de la technologie, qui pourrait encore être améliorée en transférant la fabrication à STMicroelectronics.

MOTS-CLÉS : Gyroscopes optiques, optique intégrée, photonique sur silicium, résonateur en anneau, effet Sagnac

Laboratoire (s) de recherche : Institut des Nanotechnologies de Lyon (INL), Université de Sherbrooke (UdS), STMicroelectronics

Directeur de thèse: Régis Orobchouk, Paul G. Charette

Président de jury : Jean-Emmanuel Broquin

Composition du jury : Monique Thual, Gilles Léronnel, Jean-Emmanuel Broquin, Stéphane Monfray, Paul G. Charette, Régis Orobchouk