



HAL
open science

Capteurs fibrés à base d'ondes de surface de Bloch

Clément Eustache

► **To cite this version:**

Clément Eustache. Capteurs fibrés à base d'ondes de surface de Bloch. Optique / photonique. Université Bourgogne Franche-Comté, 2024. Français. NNT : 2024UBFCD028 . tel-04823041

HAL Id: tel-04823041

<https://theses.hal.science/tel-04823041v1>

Submitted on 6 Dec 2024

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.

THÈSE DE DOCTORAT DE L'ÉTABLISSEMENT UNIVERSITÉ BOURGOGNE FRANCHE-COMTÉ

PRÉPARÉE À L'UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ

École doctorale n° 37

Sciences Pour l'Ingénieur et Microtechniques

Doctorat d'Optique et Photonique

par

CLÉMENT EUSTACHE

Capteurs fibrés à base d'ondes de surface de Bloch

Bloch surface wave fiber sensors

Thèse présentée et soutenue à Besançon, le 23 Juillet 2024

Composition du Jury :

L. LEREU AUDE	Directrice de Recherche au CNRS, Institut Fresnel, Université d'Aix-Marseille, Marseille, France	Présidente
MOREAU ANTOINE	Maître de conférence, Institut Pascal, Université Clermont Auvergne, Clermont-Ferrand, France	Rapporteur
JOURLIN YVES	Professeur, Laboratoire Hubert Curien, Université de Saint-Etienne, Saint-Etienne, France	Rapporteur
SANCHEZ JEAN-BAPTISTE	Professeur, Institut FEMTO-ST, Université de Bourgogne Franche-Comté, Besançon, France	Examineur
MARTIN NICOLAS	Professeur, Institut FEMTO-ST, Université de Bourgogne Franche-Comté, Besançon, France	Examineur
GROSJEAN THIERRY	Directeur de recherche au CNRS, Institut FEMTO-ST, Université de Bourgogne Franche-Comté, Besançon, France	Directeur de thèse
PAOLACCI-RIERA SYLVIE	Responsable Innovation Pôle Architecture et Techniques des systèmes de Senseurs, Responsable du domaine scientifique Photonique - Quantique, Agence Innovation Défense, Pôle Stratégie des Technologies Défense, Paris, France	Invitée

Titre : Capteurs fibrés à base d'ondes de surface de Bloch

Mots-clés : Nano-optiques, Ondes de surface de Bloch, Fibres optique multicœur, Lab-on-fibers

Résumé :

La détection et l'analyse de faibles quantités physiques, chimiques ou biologiques, in situ, dans des environnements difficiles d'accès, a un impact important dans de nombreux domaines scientifiques, médicaux et industriels. Même s'il est l'un des meilleurs éléments en termes de miniaturisation pour relever ce défi, le concept de "Lab-on-tip", cloisonné au cœur de la fibre, présente une résolution de détection restreinte. L'objectif de ma thèse est d'explorer une nouvelle génération de "Lab-on-tip" basée sur l'interconnexion optique, de différents cœurs d'une fibre multicœurs, ou deux fibres à cœurs uniques. Cette approche repose sur des plateformes nano-optiques à base d'ondes de surface de Bloch développées à l'extrémité de fibre. Les ondes de surface de Bloch sont des modes électromagnétiques évanescents se propageant sur des distances millimétriques à la surface d'un cristal photonique unidimensionnel. Ces ondes de surface sont utilisées à la fois pour interconnecter les cœurs de fibre et sonder leur environnement. Des réseaux de diffraction sublongueur d'ondes

sont gravés au-dessus de chaque cœur afin de coupler les modes de fibre aux ondes de surface de Bloch. Nous avons développé deux plateformes nano-optiques à l'extrémité de fibres à quatre cœurs et une plateforme sur la facette d'une fêrulle à deux fibres monomodes standard. Nous avons démontré un couplage cœur à cœur contrôlable par la polarisation de la lumière incidente, permettant la mise en œuvre de fonctions de détection agiles et de démultiplexage. Ces plateformes ont été testées comme réfractomètres pour la détection de composés organiques volatiles. Ces structures permettent d'entrevoir des capteurs où l'excitation lumineuse et les signaux de détection empruntent des canaux différents à travers la fibre optique, permettant un processus de détection simplifié et une optimisation du rapport signal-à-bruit. Ces micro-plateformes optiques intégrées sur fibre sont exploitables dans un large éventail d'applications incluant les capteurs, le piégeage et la manipulation optique et le traitement de l'information.

Title: Bloch surface wave fiber sensors

Keywords: Nano-optics, Bloch surface waves, Multicore optical fiber, Lab-on-fibers

Abstract:

The in-situ detection and analysis of small physical, chemical, or biological quantities in hard-to-reach environments is significantly affecting numerous scientific, medical, and industrial fields. Despite being a leading miniaturized solution for this challenge, the "Lab-on-tip" concepts, usually confined at the fiber core, face limitations in detection resolution. My thesis aims to explore a new generation of "Lab-on-tip" systems, based on a core-to-core optical interconnection at the fiber tip, either between various cores of an individual multicore fiber or between two standard single-core fibers. This innovative approach leverages nano-optical platforms based on Bloch surface waves. Bloch surface waves are evanescent electromagnetic modes that propagate over millimeter distances on the top surface of a one-dimensional photonic crystal. These waves ensure core-to-core optical interconnection and the probing of their environment. The fiber modes and the Bloch surface waves are

coupled by milling subwavelength diffraction gratings above each core, on top of the photonic crystal. We have developed three nano-optical platforms: two at the end of four-core fibers and another on the end-face of a ferrule combining two standard single-mode fibers. Our experiments demonstrated core-to-core coupling that can be controlled by the polarization of the incident light, enabling agile detection and demultiplexing functions. These platforms have been tested as refractometers for detecting volatile organic compounds, highlighting their potential as sensors. Our fiber-integrated architectures allows light excitation and detection signals to travel through different channels within optical fibers, simplifying the detection process and optimizing signal-to-noise ratio. These fiber-integrated nano-optical platforms hold promise for a wide array of applications, including sensing, optical trapping and manipulation, and information processing.

REMERCIEMENT

Ce travail de thèse a été réalisé au sein du département d'optique de l'institut FEMTO-ST à Besançon. Je tiens d'abord à exprimer ma gratitude envers la DGA, et plus particulièrement envers l'agence de l'innovation de défense et le conseil régional de Bourgogne Franche-Comté, pour le financement de ces recherches.

Je remercie également tous les membres du jury pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail : Antoine Moreau et Yves Jourlin pour avoir accepté d'être rapporteurs, Jean-Baptiste Sanchez et Nicolas Martin pour leur rôle d'examineurs, ainsi qu'Aude L. Lereu, pour avoir présidé ma soutenance.

Un grand merci à mon directeur de thèse, Thierry Grosjean, pour sa passion communicative pour la recherche, ainsi que pour sa patience et ses conseils précieux. Je lui suis reconnaissant pour son soutien tout au long de ma thèse et pour avoir orienté mes travaux vers un sujet pluridisciplinaire, avec des collaborations tant universitaires qu'industrielles. Je remercie aussi Miguel Suarez pour son aide dans la réalisation des bancs de mesures et la caractérisation optique des échantillons. Merci à l'équipe du RCMO, de l'institut Fresnel de Marseille, pour leur accueil et la réalisation des dépôts de multicouches sur fibre optique. Enfin, je remercie Roland Salut pour l'usinage FIB des structures nanophotoniques en bout de fibre optique, ainsi qu'Emmanuel Dordor pour la réalisation des supports de nos échantillons.

En dehors du cadre professionnel, je suis reconnaissant envers mes parents, qui m'ont encouragé à suivre ma passion et m'ont soutenu dans les moments difficiles.

Je remercie également toutes les personnes qui ont rendu ces années enrichissantes et agréables, que ce soit au laboratoire ou en dehors. Un merci tout particulier à mes collègues thésards, notamment Coraline, Stéphane et Thomas, que je connais depuis le début de mes études supérieures. Merci également à Vincent et Nicolas pour les pauses café animées, et enfin, à mes amis du parapente pour les week-ends et les soirées inoubliables.

For a moment, nothing happened.
Then, after a second or so, nothing
continued to happen.

*Douglas Adams,
The Hitchhiker's Guide to the Galaxy*

PHD-SUMMARY

PUBLICATIONS AND COMMUNICATIONS

PUBLICATIONS IN PEER REVIEWED JOURNALS

- Eustache, C., Lereu, A. L., Salut, R., Moreau, A., Suarez, M. A., Descrovi, E., ... & Grosjean, T. (2023). Miniaturized Bloch Surface Wave Platform on a Multicore Fiber. ACS Photonics.

CONFÉRENCES

- Eustache, C., Lereu, A. L., Salut, R., Moreau, A., Suarez, M. A., Descrovi, E., ... & Grosjean, T. (2021, November). Bloch surface waves on a fiber tip. In ISOT2021.
- Eustache, C., Lereu, A. L., Salut, R., Moreau, A., Suarez, M. A., Descrovi, E., ... & Grosjean, T. (2022, March). Bloch surface waves on a fiber tip. In Photonic and Phononic Properties of Engineered Nanostructures XII (p. PC120100L). SPIE.
- Eustache, C., Lereu, A. L., Salut, R., Moreau, A., Suarez, M. A., Descrovi, E., ... & Grosjean, T. (2022, July). Bloch surface waves on a fiber tip. In ETOPIIM12.

TEACHING EXPERIENCE

- **2019** Supervision of practical work in electrokinetics, UFC, 18h
- **2020** Supervision of digital work in geometric optics, ISIFC, 4h
- **2021** Supervision of practical work in optics, ENSMM, 18h

SCIENCE OUTREACH ACTIVITIES

2019-2021 : Secretatry of the Association of PhD students in Optics and Photonics sponsored by the international learned societies OSA, SPIE and IEE. Organisation of popular science events and other activities in the framework of the International Day of Women and Girls in Science (UN) and the International Day of Light (UNESCO).

SOMMAIRE

Introduction	1
1 État de l'art, positionnement	3
1.1 Les capteurs interférométriques	5
1.1.1 Sagnac	5
1.1.2 Fabry-Perot	5
1.1.3 Mach Zehnder	8
1.1.4 Michelson	9
1.2 Les capteurs de type Lab-on-fiber	12
1.2.1 Les familles des « lab-around-fiber » et des « lab-in-fiber »	13
1.2.2 La famille des « lab-on-tip »	16
1.2.2.1 Intégration de matériaux à faible dimension	17
1.2.2.2 Intégration de structures diélectriques résonnantes	19
1.2.2.3 Intégration de structures plasmoniques	20
1.2.2.4 Interconnexion de cœurs de fibre	22
1.3 Les ondes de surface de Bloch	23
1.3.1 Définition et propriétés	23
1.3.2 Applications	24
1.4 Positionnement de mon travail	26
2 Conception des plateformes	29
2.1 Modélisation numérique par matrice S et optimisation	29
2.2 Coupleur à réseau de diffraction	38
2.3 Modélisation numérique par FDTD et optimisation	41
2.4 Fabrication du multicouche	47
2.4.1 Dépôt par pulvérisation	47
2.4.2 Dépôt par évaporation	49
2.4.3 Dépôt par technique ALD	49
2.5 Conclusion	55

3	Onde de surface de Bloch sur fibre multi-cœur	57
3.1	Préparation des fibres	57
3.2	Fabrication des réseaux	58
3.3	Le banc de caractérisation optique	63
3.4	Analyse des pertes optiques	64
3.5	Analyse en polarisation	66
3.6	Contrôle de la directionnalité de l'onde de surface de Bloch en bout de fibre optique	69
3.7	Étude spectrale	69
3.8	Fonction capteur	74
3.9	Conclusion	75
4	Onde de surface de Bloch sur férule à deux fibres	77
4.1	Assemblage fibres-férule	77
4.2	Guide d'onde pour onde de surface de Bloch	79
4.3	Détection de vapeurs d'alcool	81
4.3.1	Gradient de concentration en vapeurs d'alcool	81
4.3.2	Exposition contrôlée aux vapeurs d'alcool	86
4.4	Discussions	87
4.5	Conclusion	91
	Conclusion et perspectives	91
	Bibliography	95
A	Publications	131

INTRODUCTION

La détection et l'analyse de quantités physiques, chimiques ou biologiques extrêmement faibles, in situ, dans des environnements difficiles d'accès, se développe rapidement dans de nombreux domaines scientifiques, médicaux et industriels, avec un impact social important. Les applications vont de la surveillance de l'environnement et des sciences de la vie à la sûreté et à la sécurité. Bien qu'il figure parmi les meilleurs composants en termes de compacité pour relever ce défi, le concept de "Lab-on-fiber", souffre d'une résolution limitée. D'autre part, les capteurs interférométriques intégrés sur fibre ont le potentiel d'améliorer de manière significative la sensibilité de détection, dans des architectures compatibles avec l'analyse in-situ. Cependant, de telles sondes souffrent d'une sensibilité importante aux perturbations environnementales (fluctuations de température et de contraintes mécaniques), ce qui limite fortement leur mise en pratique. Ma thèse s'inscrit dans ce contexte. Elle vise à explorer une nouvelle stratégie de détection in-situ par le biais d'une nouvelle architecture de capteur intégrée en extrémité de fibre optique (Fig. 1).

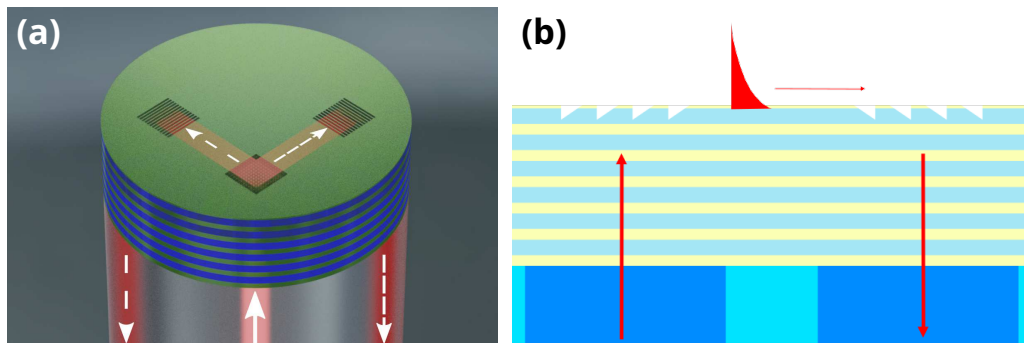


FIGURE 1 – (a) Modèle 3D créé avec le logiciel Blender, représentant une des plateformes développée durant ma thèse. On retrouve de bas en haut, la fibre multicœurs avec trois des quatre cœurs illuminés par la lumière laser. Déposé sur l'extrémité de la fibre se trouve le cristal photonique mono-dimensionnel qui supporte l'onde de surface de Bloch. Puis enfin, gravé dans la dernière couche du cristal, les réseaux de diffractions réalisant l'interfaçage entre le mode de fibre et l'onde de surface de Bloch. (b) Vue en tranche de la plateforme avec en bleu foncé les cœurs de fibre, en jaune et bleu clair le cristal photonique mono-dimensionnel dans lequel est gravé deux coupleurs à base de réseau de diffraction blazé. Est représenté par les flèches rouges, le sens de circulation de la lumière dans la plateforme. Enfin, on représente par le triangle rouge, la décroissance exponentielle de la BSW dans l'environnement à sonder.

Cette architecture repose sur l'exploitation d'une plateforme nanophotonique fabriquée sur la face clivée d'une fibre à cœurs multiples. Cette plateforme est un cristal pho-

tonique mono-dimensionnel, prenant la forme d'un empilement multicouche diélectrique. Des modes électromagnétiques évanescents, baptisés ondes de surface de Bloch (BSW pour Bloch Surface Waves), peuvent se propager sur sa surface libre sur des distances millimétriques [1, 2]. J'exploite les BSW pour d'une part interconnecter optiquement les différents cœurs de la fibre optique, et d'autre part, pour sonder le milieu environnant lorsqu'elles se propagent entre les deux cœurs de fibre. Ces ondes de surface seront donc porteuses d'une information sur le milieu extérieur qui sera transférée dans la fibre et détectée simplement en bout de chaîne optique (en sortie de fibre) sans nécessité d'extraire le signal utile de mesure de la pompe, comme cela est généralement le cas dans les autres configurations de capteurs fibrés. Notre plateforme nanophotonique est donc conçue pour analyser localement son environnement dans une configuration où les signaux d'interrogation (d'entrée) et de détection (de sortie) sont répartis dans deux canaux indépendants portés par deux cœurs de fibre différents. L'opération de détection est réalisée via la mesure de la perturbation des BSW se propageant entre ces deux cœurs pour les interconnecter. Les BSW peuvent être aisément générées et manipulées au moyen d'éléments optiques microscopiques bidimensionnels [3, 4]. Nous avons dans ce contexte démontré le couplage entre les BSW et le mode de fibre, ainsi que le routage des ondes de surface sur l'ensemble de la surface de la plateforme nanophotonique par le biais de structures diffractives apprises.

Ma thèse, co-financée par la Direction Générale de l'Armement (DGA), répond à la problématique d'une détection robuste et fiable de substances potentiellement dangereuses, en faible concentration, dans des milieux difficiles d'accès. L'utilisation de BSW à l'interface entre deux cœurs d'une même fibre optique multicœurs comme moyen d'interrogation optique apporte une solution alternative innovante, avec potentiellement une sensibilité à l'état de l'art combinée à une architecture de mesure optique robuste et simplifiée, optimisant le rapport signal-à-bruit de détection.

Dans ce manuscrit, nous traiterons du design, de la fabrication et de la caractérisation de plusieurs architectures nano-optiques intégrées en bout de fibre optique. Décloisonnées du cœur de fibre, toutes ces architectures et fonctions reposent sur l'interconnexion optique de différents cœurs de fibre par l'intermédiaire d'ondes de surface de Bloch. Ce document est subdivisé en 4 chapitres.

Le premier chapitre pose les bases bibliographiques relatives aux capteurs intégrés sur fibre optique, et positionne mon travail par rapport à l'état de l'art. Dans le deuxième chapitre, j'exposerai les méthodes numériques et technologiques de ma thèse. Le troisième chapitre vise à présenter la conception, la fabrication et la caractérisation d'une plateforme à ondes de surface de Bloch intégrée à l'extrémité d'une fibre optique à quatre cœurs. L'interconnexion optique des cœurs est mise en évidence expérimentalement et une fonction d'interconnexion accordable (démultiplexage) par la polarisation lumineuse est démontrée. Enfin, le quatrième chapitre présente, sur la base de l'architecture décrite dans les chapitres précédents, une plateforme à onde de surfaces interconnectant deux fibres optiques à cœurs uniques. La distance entre les cœurs, limitée à 70 microns dans le cas de la fibre optique multicœurs (chapitre 3) est ici étendue à 400 μm . Cette plateforme est démontrée optiquement sur la face polie d'une fêrulle à double fibre.

ÉTAT DE L'ART, POSITIONNEMENT

Les progrès récents en termes de miniaturisation des systèmes, de soins de santé et de sécurité ont fait naître le besoin d'outils permettant de surveiller avec précision des environnements difficiles d'accès, voire extrêmes, en temps réel et à l'aide de dispositifs ultra-compacts. Parmi les stratégies industrielles possibles, l'intégration d'une fonctionnalité à l'extrémité d'une fibre optique a été envisagée pour fournir aux utilisateurs des capteurs très flexibles capables d'une surveillance in vivo ou in situ en temps réel avec de petits volumes de détection. Cette approche est par exemple au cœur de la stratégie de recherche et de développement de sociétés telles que IDIL et SEDI-ATI, qui se concentrent sur la conception de détecteurs à fibre optique à des fins médicales, de sécurité et de sûreté.

Dans ce contexte, plusieurs approches de capteurs fibrés ont été explorées et amenées à des niveaux de maturité plus ou moins élevés. Les capteurs fibrés peuvent se regrouper en deux catégories : les capteurs à fibre optique extrinsèques et les capteurs à fibre optique intrinsèques. Dans le premier cas, le transducteur n'est pas une fibre optique, mais un élément « attaché » à la fibre. Ce dispositif modifie une ou plusieurs propriétés de la lumière incidente provenant de la fibre (polarisation, phase, amplitude, spectre, etc), à partir d'un phénomène physique particulier (par exemple une vibration), et cette lumière modulée est ensuite renvoyée à l'intérieur de la fibre où elle se propage jusqu'à un système optoélectronique qui convertit, à la sortie de la fibre, la lumière modifiée en un signal électronique. Dans cette configuration, la fibre n'est utilisée que comme un canal de transmission à deux sens entre d'un côté une source et un détecteur, et de l'autre, le transducteur. Elle ne participe pas directement à la fonction de détection. Avec les capteurs intrinsèques, l'interrogation est portée généralement par la lecture d'une variation d'intensité lumineuse ou d'une modification spectrale. Cette famille englobe les « lab-on-fibers » [5–9] et les « lab-on-tips » [10–23].

Avec les capteurs intrinsèques à fibre optique, la fibre participe à la fonction de détection, elle devient un élément clé de la transduction entre la modification d'un paramètre physique de l'environnement et un changement de propriété de la lumière. Cette famille regroupe par exemple les « Lab-in-fibers » (capteurs Brillouin, capteurs à fibre scintillante ou fibre photoniques à cœur creux, etc.) [24–26], et les capteurs interférométriques (par exemple, le gyrosopes de Sagnac, etc) [27–29]. Les capteurs intrinsèques à fibre optique élargissent donc l'analyse d'un milieu ou d'un effet physique à une mesure de la phase optique ou permet des longueurs d'interaction importante du capteur avec son environnement. Ainsi, ce type de capteurs peut présenter des performances d'analyse, en termes de sensibilité, supérieures à celles des capteurs extrinsèques.

Le principe de fonctionnement des capteurs optiques repose sur le concept de réfractomètre. Une perturbation de l'environnement du capteur engendre une variation locale d'indice de réfraction optique qui sera détectée par le dispositif optique. L'élément du capteur fibré en interaction directe avec l'environnement ou le phénomène physique sondé est fonctionnalisé afin de présenter une sélectivité vis-à-vis de la grandeur à mesurer. Il existe ainsi une multitude de capteurs fibrés dédiés à différents domaines d'application. On trouve par exemple la détection d'espèces chimiques ou biologiques spécifiques en milieux liquides ou gazeux sur la base d'une fonctionnalisation de la surface de détection afin d'assurer une sélectivité vis-à-vis de l'espèce à mesurer [19, 22, 30]. On parle alors de "label-free sensing" ou "détection sans-marqueurs" car la détection des espèces cibles ne nécessite pas l'introduction dans le milieu de marqueurs chimiques, généralement des molécules fluorescentes, qui viendraient mettre en évidence la présence de l'espèce à détecter en se liant à elle. La détection sans-marqueurs présente plusieurs avantages, notamment la simplicité, le coût réduit et la possibilité d'étudier les interactions biomoléculaires en temps réel et dans leur environnement natif sans interférence des molécules de marquage.

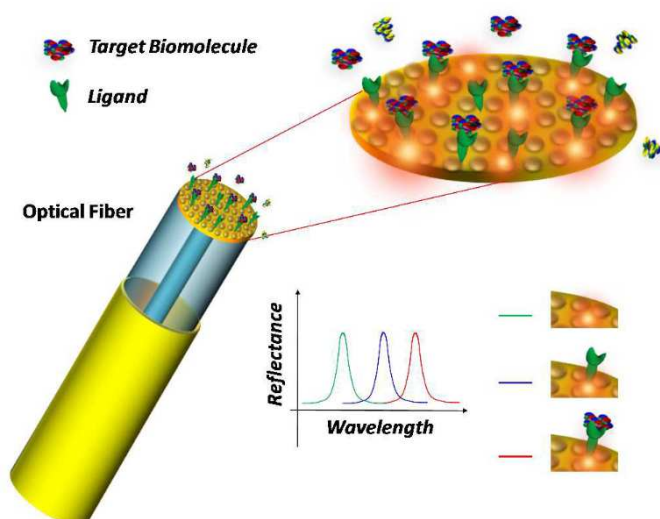


FIGURE 1.1 – Schéma du principe de bio-détection Lab-On-Fiber. Une nanostructure en métal supportant un plasmon de surface est intégrée sur la pointe de la fibre optique. Lorsqu'un événement de liaison moléculaire se produit à la surface du capteur, le pic de réflectance associé au mode plasmonique se déplace vers des longueurs d'onde plus longues. Source de l'image : Lab-on-Fiber Technology : A New Vision for Chemical and Biological Sensing [31]

Il est également possible de détecter des grandeurs physiques de base tel que les contraintes mécaniques, les déplacements et les vibrations en exploitant la biréfringence de la fibre en mesurant le changement de polarisation ou de phase associé [32–34]. Enfin, l'exploitation de matériaux électro-optiques et magnéto-optiques tel que le Niobate de Lithium ($LiNb_2O_3$) ouvre la voie à la détection de champs électromagnétiques basses fréquences dans des domaines spectraux allant du Hz jusqu'au THz [35, 36].

Par la suite, nous présenterons plus en détail les deux familles de capteurs, par le biais d'une description des capteurs interférométriques, et des « lab-on-fiber » (au sens large du terme).

1.1/ LES CAPTEURS INTERFÉROMÉTRIQUES

Cette approche de détection réfractométrique est basée sur l'interrogation de la phase optique via l'ingénierie du phénomène d'interférences à l'intérieur d'une fibre optique. Des interféromètres de Mach-Zehnder, Sagnac, Michelson et Fabry Péroth intégrés dans une ou plusieurs fibres ont été utilisés comme capteurs d'indice de réfraction, de température et/ou mécaniques à partir du l'usinage, de l'étirement ou de la soudure de divers types de fibres optiques [37–39].

1.1.1/ SAGNAC

Un interféromètre de Sagnac est constitué d'une boucle de fibre optique le long de laquelle deux faisceaux se propagent dans des directions opposées et avec des états de polarisation différents (voir par exemple Fig. 1.2). La lumière incidente est divisée en deux directions de propagation par un coupleur fibré et les deux modes contra-propagatifs sont combinés à nouveau au niveau du même coupleur. Des fibres à haute biréfringence (HBF) ou des fibres à maintien de la polarisation (PMF) ou à cristal photonique (PCF) sont couramment utilisées dans ce type d'interféromètre. Elle permettent d'introduire une biréfringence accrue afin de créer un signal de sortie fortement dépendant de la longueur d'onde [40–45]. Puisque nécessitant la réalisation d'une boucle de fibre, ce type d'interféromètres fibrés présente une compacité modeste et est donc généralement peu compatible avec une mesure ponctuelle dans les milieux difficiles d'accès. Par exemple, un capteur de déformation repose sur une boucle de Sagnac formée par une portion de PCF d'environ 40 cm de long, présentant deux sections rectilignes d'environ 14 cm de long [43]. Notons toutefois la réalisation d'un réfractomètre présentant une boucle de Sagnac de 6 cm de rayon [46], cf. Fig. 1.2. Ce système atteint une sensibilité maximum de 3617 nm/RIU pour la mesure d'indices de réfraction compris entre 1.33 to 1.41. Les pertes en transmission de signal à travers le système sont de l'ordre de 2 dB.

1.1.2/ FABRY-PEROT

Un interféromètre de Fabry-Perot (FPI), parfois appelé étalon, est généralement constitué de deux surfaces réfléchissantes parallèles séparées par une certaine distance. Les interférences sont dues aux multiples superpositions d'ondes réfléchies et transmises sur les deux surfaces parallèles. Les capteurs FPI peuvent être classés en deux catégories : les capteurs interférométriques Fabry-Perot intrinsèques et extrinsèques (IFPI et EFPI), en fonction du comportement de la lumière dans la cavité. Les schémas de l'EFPI et de l'IFPI sont respectivement présentés dans les Fig. 1.3 (a) et Fig. 1.3 (b).

L'EFPI permet à la lumière de sortir de la fibre et d'être modulée dans un média différent avant d'être couplée dans la fibre optique. Dans l'IFPI, le milieu de la cavité FP est

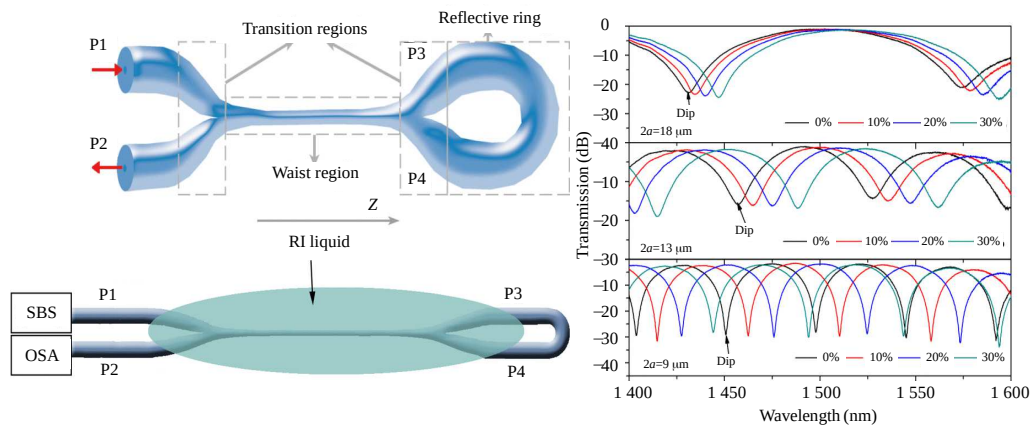


FIGURE 1.2 – Schéma du coupleur à base de fibre effilées avec structure en boucle de Sagnac et sa réponse spectrale en fonction de l'indice de réfraction. Source de l'image : Ultrasensitive refractive-index sensors based on tapered fiber coupler with Sagnac loop [46]

la fibre optique elle-même, qui agit non seulement comme un guide d'ondes pour transmettre la lumière, mais aussi comme une cavité interférométrique modulant la lumière. La quantité à mesurer, agit en tant que perturbation sur le capteur FPI, modifiant son spectre de réflexion ou de transmission en affectant la longueur optique (L) et l'indice de réfraction de la cavité FP. Le signal de perturbation est ensuite acquis en démodulant la variation du spectre des capteurs FPI.

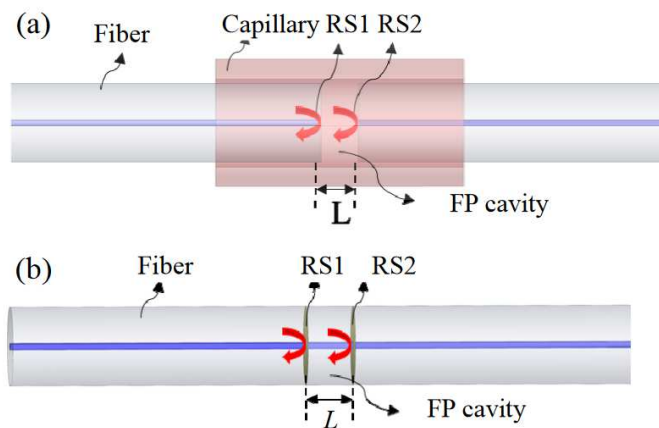


FIGURE 1.3 – Schémas (a) du capteur EFPI avec une cavité externe et (b) du capteur IFPI formé par deux surfaces réfléchissantes, RS1 et RS2, le long d'une fibre. RS1 : la première surface réfléchissante ; RS2 : la deuxième surface réfléchissante[37].

Les capteurs IFPI se composent souvent de deux éléments réfléchissants et d'une section du SMF entre les deux. Ils peuvent être classés en deux catégories : les structures IFPI en ligne et les structures IFPI en pointe (I-IFPI et T-IFPI). Les deux configurations sont présentées dans la Fig. 1.3. Pour le T-IFPI, sa structure est formée par la soudure de deux segments de fibre avec des cœurs non-accordés. Les première et deuxième

surfaces réfléchissantes sont respectivement, la surface au niveau de la soudure entre les deux fibres et la face clivée de la fibre "pigtailée", comme le montre la Fig. 1.4. La fibre utilisée pour le premier segment est souvent de la SMF et la seconde peut être de la MMF, de la fibre à cristaux photoniques (PCF) [47], de la fibre à cœur fin (TCF) [48], de la fibre saphir (SF) [49], ou bien tout simplement de la SMF en réalisant un dépôt métallique pris en sandwich entre les deux bouts de fibre [50].

Chen et al démontre avec leur capteur sur pointe T-IFPI utilisant un couple TCF/SMF une sensibilité allant jusqu'à 1110.7 dB/RIU pour un indice de réfraction autour de 1.4305 [48].

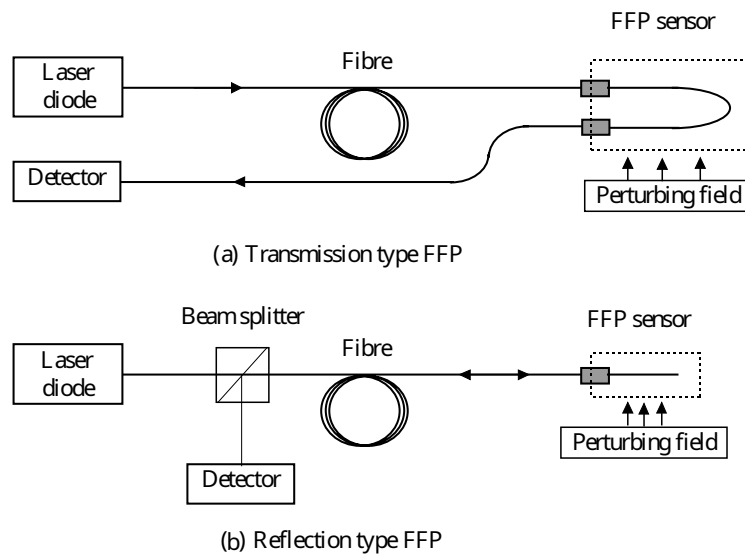


FIGURE 1.4 – Approche modulaire pour la réalisation de capteurs (a) I-IFPI fonctionnant en transmission et (b) T-IFPI fonctionnant en réflexion [51].

Les structures EFPI sont elles plus compactes et donc plus adaptées à environnement confiné. La cavité d'air permet de réduire la sensibilité à la température, voir de fabriquer des capteurs insensibles à la température. Les structures EFPI sont nombreuses et peuvent être grossièrement divisées en trois catégories : les structures EFPI en forme de sandwich, les structures de type diaphragme et les structures EFPI de type en ligne.

La configuration EFPI la plus courante est l'EFPI en forme de sandwich (S-EFPI), qui se compose de deux segments de fibres avec un capillaire ou une fibre spéciale avec un cavité d'air intégrée. La combinaison entre la fibre et le capillaire utilise souvent le soudage au laser CO₂, la méthode de soudage à la flamme oxyhydrogène ou encore la colle époxy. La fibre spéciale avec canal d'air utilisée pour la cavité, peut être une fibre à canal suspendu (SCF) [52], une fibre à cristal photonique (PCF) avec une cavité d'air [53], une fibre à canal creux (HCF) [54], et une petite tige de silice [55].

Silva et al démontrent avec leur S-EFPI construite à base d'une fibre SMF et d'une petite tige de silice, une sensibilité de 1 526 nm/RIU [55]. On peut également citer *Rao et al* qui avec une cavité formée à partir de deux fibres SMF et d'une fibre PCF arrivent à une résolution d'indice de réfraction de $2 \times 10^{-5} \pm 0.5\%$ [53].

Une autre configuration classique d'EFPI est l'EFPI en ligne (I-EFPI), dont la fabrication fait appel à des techniques de micro-usinage de pointe, notamment le micro-usinage par laser à excimère, le micro-usinage par laser femtoseconde et l'usinage par FIB. Ces technologies permettent d'obtenir des EFPI de petite taille, d'une grande stabilité et d'une bonne répétabilité. La structure I-EFPI peut être classée en I-EFPI semi-ouverte et I-EFPI scellée, comme le montrent les Fig. 1.5(a) et Fig. 1.5(b), respectivement. Pour l'I-EFPI semi-ouvert, la cavité FP est usinée sur le côté d'une fibre miniaturisée par micro-usinage laser femtoseconde ou usinage FIB sans épissure. *Rao et al* [56] ont fabriqué des structures EFPI dans de la SMF et de la PCF par micro-usinage laser femtoseconde. *Wei et al* [57] ont encore amélioré les performances de l'EFPI semi-ouvert en utilisant un laser femtoseconde cohérent et en contrôlant également l'interférence du dispositif fabriqué en temps réel. La visibilité des franges du dispositif fabriqué a été améliorée jusqu'à 14 dB et a été utilisée pour la détection à haute température jusqu'à 1000. Cependant, après ablation par le laser femtosecond, sa résistance mécanique n'était pas aussi bonne que celle de la fibre avant l'ablation. Cette structure de cavité FP semi-ouverte peut utiliser une réflexion de Fresnel pour former des structures FP hybrides. Ainsi avec leur dispositif, *Wei et al* démontre une sensibilité atteignant 1163 nm/RIU [57]. Enfin, plus récemment *Pevec et al* démontre expérimentalement une résolution de 5×10^{-9} RIU sur un banc de mesure de composition d'un gaz CO_2/H_2 à l'aide de leur plateforme EFPI [58].

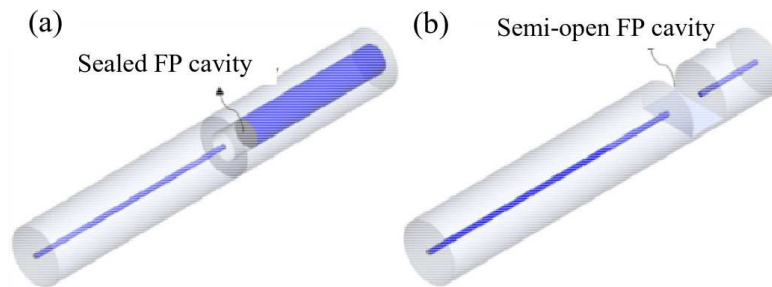


FIGURE 1.5 – Schémas de la structure I-EFPI avec (a) une cavité FP scellée et (b) une cavité FP semi-ouverte.

Bien que la structure IFPI présente les avantages d'une performance mécanique élevée et d'une fabrication facile, deux inconvénients limitent ses applications. Le premier est la sensibilité croisée à la température, qui rend le test de tous les autres paramètres imprécis en cas de variations évidentes de la température. Le deuxième, est le fait que les espèces biochimiques ne puissent pas accéder à la cavité FP. Les capteurs de l'IFPI ne peuvent donc utiliser que la surface externe de la cavité pour effectuer la détection biochimique. De plus, il est difficile d'imaginer utiliser de telles architectures dans un environnement difficile d'accès et confiné.

1.1.3/ MACH ZEHNDER

Les interféromètres de Mach-Zehnder (MZI) à fibre optique permettent la réalisation de capteurs très sensibles dans des architectures compactes. Ces interféromètres comportent deux bras indépendants, à savoir le bras de référence et le bras de détection. La

lumière est divisée entre les deux bras puis recombinaison pour former des interférences induites par la différence de chemin optique entre les deux bras. Les deux modes de référence et d'interrogation empruntent deux chemins strictement séparés et parallèles, il n'y a pas de miroir à l'extrémité de la fibre. Ainsi, les capteurs fibrés basés sur l'interféromètre de Mach-Zehnder fonctionnent uniquement en mode "in-line", c'est-à-dire en transmission, avec la source lumineuse et les détecteurs connectés aux deux extrémités de la fibre optique. Ainsi, cette architecture de capteur n'est que faiblement adaptée à l'interrogation des milieux difficiles d'accès. Des mesures *in situ* ou *in vivo* requièrent en effet préférentiellement un procédé d'interrogation par l'intermédiaire d'une seule extrémité de fibre. Les configurations de Mach-Zehnder intégrés sur fibre sont très variées. Elles peuvent être classées en deux familles : les Mach-Zehnder obtenus par désadaptation de mode [59–63] et par évidement latéral de la fibre [64–68].

A titre d'exemple, sur la base d'un Mach-Zehnder obtenu par évidement latéral de la fibre, *Li et al* ont proposé un biocapteur innovant "label free" pour la détection de la concentration d'albumine sérique bovine (BSA) [66] voir 1.6. Le biocapteur repose sur une microcavité fabriquée par laser femto-seconde couplée à une gravure chimique. La sensibilité de détection réfractométrique atteint $-10\,055$ nm/RIU, avec une limite de détection de $3,5 \cdot 10^{-5}$ RIU.

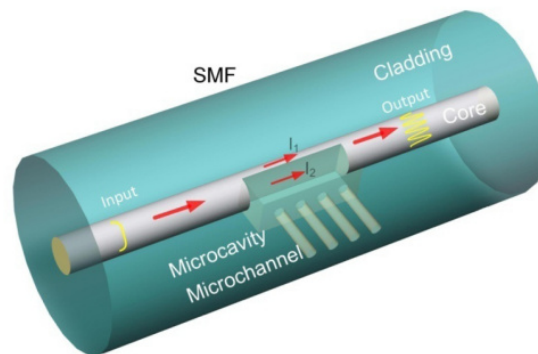


FIGURE 1.6 – Schéma du biocapteur de *Li et al* basé sur le MZI.

1.1.4/ MICHELSON

Comme pour l'interféromètre de Mach-Zehnder, le concept de base est l'interférence entre les champs lumineux de deux bras distincts, mais ici, chaque champ est réfléchi à l'extrémité de chaque bras. La méthode de fabrication des interféromètres de Michelson reprend souvent les approches technologiques liées aux Mach-Zehnder fibrés, la différence majeure étant l'existence d'un ou de plusieurs réflecteurs. Cette configuration d'interféromètre implique donc une illumination et une photodétection à travers la même extrémité de fibre. Les capteurs qui en résultent sont compacts et compatibles avec l'analyse ponctuelle *in situ* de milieux difficiles d'accès. En fonction de la technologie de fabrication mise en œuvre, les interféromètres de Michelson peuvent être classés en deux catégories : les systèmes avec et sans épissure (splicing) de fibre.

La première famille de capteurs consiste à intégrer à l'extrémité d'une fibre mono-mode un ou plusieurs segments de fibre par une technique dite de splicing. Sur la base

d'un désaccord modal entre la fibre monomode et le(s) tronçon(s) de fibre, deux canaux de transmission de la lumière sont créés dans le tronçon terminal. Ces deux canaux représentent les bras de référence et d'analyse de l'interféromètre. La face de sortie du segment de fibre terminal étant métallisée, la lumière se re-couple dans la fibre monomode après réflexion en bout de système, par retour inverse. Le désaccord modal à l'origine de la création des deux bras de l'interféromètre est obtenu soit par le biais d'un désaccord entre la nature guidante mis en regards (par exemple, cœur monomode versus multimode) [69–71], soit par un décalage latéral entre les cœurs des deux fibres [72], soit une combinaison des deux [73]. Notons également que des interféromètres de Michelson sur fibre ont été obtenus par le façonnage de l'extrémité de fibre, par exemple, via la micro-courbure du bout de la fibre monomode [74], ou par fusion et étirage de l'épissure entre une fibre monomode et d'une fibre multicœur [75]. Notons que ces techniques mettent souvent en jeu les modes de gaines du tronçon de fibre terminal comme canal d'analyse du milieu.

A titre d'exemple, *Zhou et al* ont démontré un capteur réfractométrique basé sur un interféromètre de Michelson mettant en jeu un décalage de $8\ \mu\text{m}$ entre une section de fibre à petit cœur à une fibre monomode standard (Fig. 1.7) [72]. Avec une longueur de segment terminal de 3 mm, le capteur présente une résolution de $4.9 \cdot 10^{-6}$ RIU (résolution record avec cette approche, à ma connaissance).

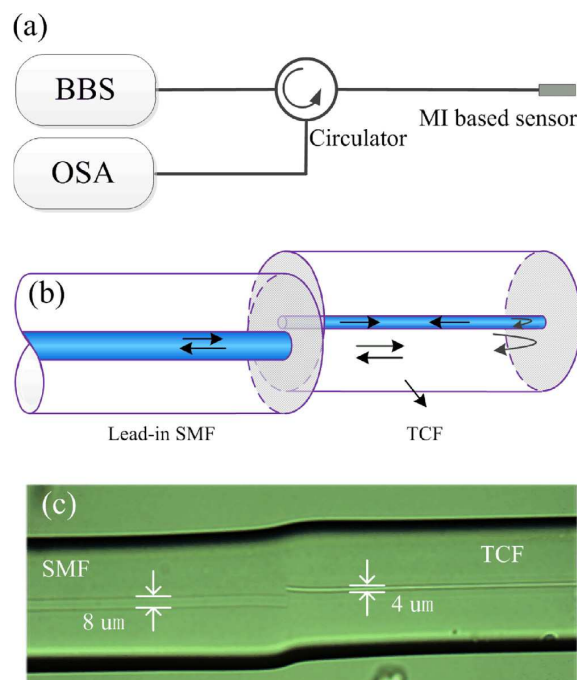


FIGURE 1.7 – (a) Schéma du système de capteur à base de MI proposé ; (b) schéma et (c) image de microscope du capteur à base de MI. Source de l'image : Intensity modulated refractive index sensor based on optical fiber Michelson interferometer [72]

La deuxième famille de capteurs par interférométrie de Michelson résulte de la microstructuration d'une des deux extrémités d'une fibre optique unique. Une des configurations d'interféromètre de Michelson de cette catégorie est basée sur un réseau à longue

période (Long Period Grating ou LPG), comme représenté sur la Fig. 1.8. Une partie du mode de fibre central est couplée aux modes latéraux de la gaine par le LPG. Les deux modes sont réfléchis sur la face métallisée de l'extrémité de la fibre. Le réflecteur peut être une surface de fibre clivée ou une surface lisse recouverte d'un film sensible pour la biodétection [76, 77]. Par exemple, *Zhou et al* ont réalisé un réfractomètre optique à haute résolution basé sur un interféromètre de Michelson à LPG [76]. La résolution de ce capteur, évaluée à $3 \cdot 10^{-6}$ RIU, met en jeu une longueur de la zone de détection de l'ordre de 15 cm. L'analyse de l'environnement ne peut donc pas être considérée comme ponctuelle.

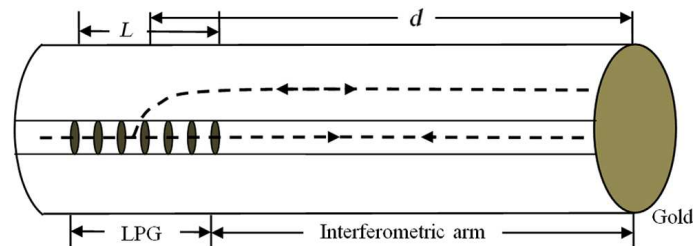


FIGURE 1.8 – Schéma de l'interféromètre de Michelson basé sur une fibre à réseaux de Bragg LPG. Source de l'image : High-resolution optical refractometer based on a long-period grating Michelson interferometer using a cross-correlation signal-processing method [76].

Notons que l'approche interférométrique fibrée permet la mise en œuvre de l'effet de Vernier optique, à partir de l'intégration d'un couple de résonateurs interférométriques dans une seule fibre. Cet effet permet d'obtenir un gain important de sensibilité [78, 79].

Parce qu'ils impliquent souvent des dispositifs complexes et/ou des processus de fabrication non triviaux, les détecteurs interférométriques à fibres optiques souffrent généralement d'une répétabilité de fabrication modeste, ainsi que de problèmes de fragilité, de stabilité et de fiabilité de mesure. La plupart de ces problèmes sont dû à la très forte sensibilité des fibres optiques aux variations de température et de contrainte mécanique. Lorsque ces deux paramètres ne sont pas l'objet de l'interrogation par le capteur sur fibre, ils provoquent des modifications de signal optique artéfactuelles, conduisant à des ambiguïtés de mesures.

Des interféromètres de Mach-Zehnder et de Michelson dits « à trajet commun » (c'est-à-dire, où les bras de détection et de référence de l'interféromètre coexistent dans la même fibre) ont été mis en œuvre pour améliorer la stabilité du système en réduisant les problèmes de sensibilité croisée impliquant par exemple l'indice de réfraction (signal utile) et la température (signal parasite). Jusqu'à présent, seuls des interféromètres de Mach Zehnder fibrés « en ligne » ont été conçus sur ce principe (la source et le détecteur optiques sont connectés aux deux extrémités de la fibre), ce qui s'avère être incompatible avec l'analyse in situ dans des environnements difficiles d'accès [80–82].

En suivant une approche de type Michelson, une résolution de détection allant jusqu'à $0,5 \cdot 10^{-5}$ RIU a été rapportée avec un interféromètre composé de deux fibres soudées et désalignées. Toutefois, en raison du problème de biréfringence de contrainte à la jonction entre les fibres soudées, ce système présente toujours une sensibilité notable à

la température. En outre, ce capteur repose sur les modes de gaine qui se développent à l'intérieur d'une grande fibre optique non traitée. Le rapport entre la zone de détection et le volume du mode est sérieusement dégradé par rapport aux modes guidés habituels (dans le cœur de la fibre), ce qui limite les performances en matière de sensibilité. Étant donné la valeur record de sensibilité rapportée dans ces conditions, une optimisation des interféromètres à trajet commun intégrés dans les fibres est extrêmement prometteuse en termes de sensibilité de détection, mais elle nécessite a priori une redéfinition complète des approches de conception et de fabrication des systèmes afin de s'affranchir des ambiguïtés de détection liées à la mesure de la phase optique. En raison de leur capacité unique de transmission de la lumière dans plusieurs canaux parallèles, les fibres à cœur multiples ouvrent de nouvelles perspectives dans la conception de systèmes de détection optique [82]. Des interféromètres de Michelson « à trajet commun » ont été réalisés pour la détection de températures élevées ou la réfractométrie [83] en soudant une fibre à cœurs multiples à une fibre monomode conventionnelle. Ces systèmes souffrent toutefois d'une faible reproductibilité de fabrication. Des interféromètres de Mach-Zehnder basés sur des fibres multicœurs ont également été conçus comme capteurs de température ou pour la détection de vibrations à hautes fréquences. Ces configurations « on-line » sont cependant incompatibles avec une analyse dans des environnements difficiles d'accès et des problèmes de stabilité freinent leur application dans le domaine de la réfractométrie.

1.2/ LES CAPTEURS DE TYPE LAB-ON-FIBER

Le développement de la technologie « lab-on-fiber » ou « laboratoire sur fibre » a récemment permis d'intégrer des fonctionnalités de détection optique dans des architectures robustes et prêtes à l'emploi intégrées sur fibre, compatibles avec une analyse locale dans des environnements difficiles d'accès [84–86].

Les laboratoires sur fibre reposent sur l'intégration de matériaux (graphène, métal et/ou oxydes métalliques, etc...) et/ou de micro ou nano-structures résonnantes (cristaux photoniques, cavités Fabry-Perot, nanoparticules plasmoniques, nano-ouvertures, métamatériaux, résonateur à mode de galerie, etc...) soit à l'extrémité (cf. lab-on-tip), soit sur le côté (cf. lab-around-fiber), soit à l'intérieur de la fibre optique (cf. lab-in-fiber). La plupart des dispositifs compacts qui en résultent partagent la propriété d'un déplacement de la longueur d'onde de résonance en cas de modification à la surface de la structure, comme le changement de l'indice de réfraction (RI), de la température ou de la liaison de molécules. Selon ce principe, de nombreux capteurs RI à base de fibres optiques ont été démontrés pour l'analyse quantitative des réactions chimiques, des interactions biologiques, de la température, de la pression, des espèces gazeuses, des composés organiques volatils, des ions de métaux lourds, etc. La sensibilité de détection typique dans la gamme de 20 nm/RIU (RIU : unité d'indice de réfraction) à 1500 nm/RIU est rapportée avec des micro/nanorésonateurs intégrés à l'extrémité de la fibre [87–90], avec une limite de détection de l'ordre de 10^{-3} à 10^{-5} RIU. Bénéficiant d'une distance d'interaction lumière-matière plus longue, les capteurs de résonance plasmonique de surface (SPR) texturés intégrés du côté de la fibre peuvent bénéficier d'une résolution légèrement supérieure à 10^{-5} RIU, au détriment de dispositifs composés plus complexes [91].

Le domaine étant très vaste [92, 93], j'ai fait le choix de me focaliser sur les techniques adaptées à mon sujet de thèse. Ainsi, nous limiterons ici notre discussion aux architectures de détection qui sont compatibles avec une analyse optique in situ d'en-

vironnements difficiles d'accès. Une résolution de détection plus élevée (jusqu'à 10^{-7} RIU) a été rapportée par exemple avec des systèmes de microfibres [94, 95], des cavités Fabry-Perot [92, 96], des réseaux de Bragg [87, 97, 98] mais avec des dispositifs de grande taille ou des systèmes de détection en ligne (source lumineuse et photomètre aux deux extrémités de la fibre), qui sont incompatibles avec une surveillance in situ d'environnements difficiles d'accès.

Ainsi, nous aborderons tout d'abord brièvement les technologies "lab-around-fiber" et "lab-in-fiber" exploitant respectivement la surface latérale et le volume de la fibre optique. Puis nous nous concentrerons plus en détail sur la famille des "lab-on-tip" en lien direct avec mon sujet de thèse. C'est la famille de "lab-on-fiber" la plus ancienne avec des premiers travaux datant du début des années 90 [23]. Cependant, toutes les architectures de "lab-on-tip" ne seront pas abordées dans cette thèse. Des articles de revue le font d'ailleurs très bien [84, 85].

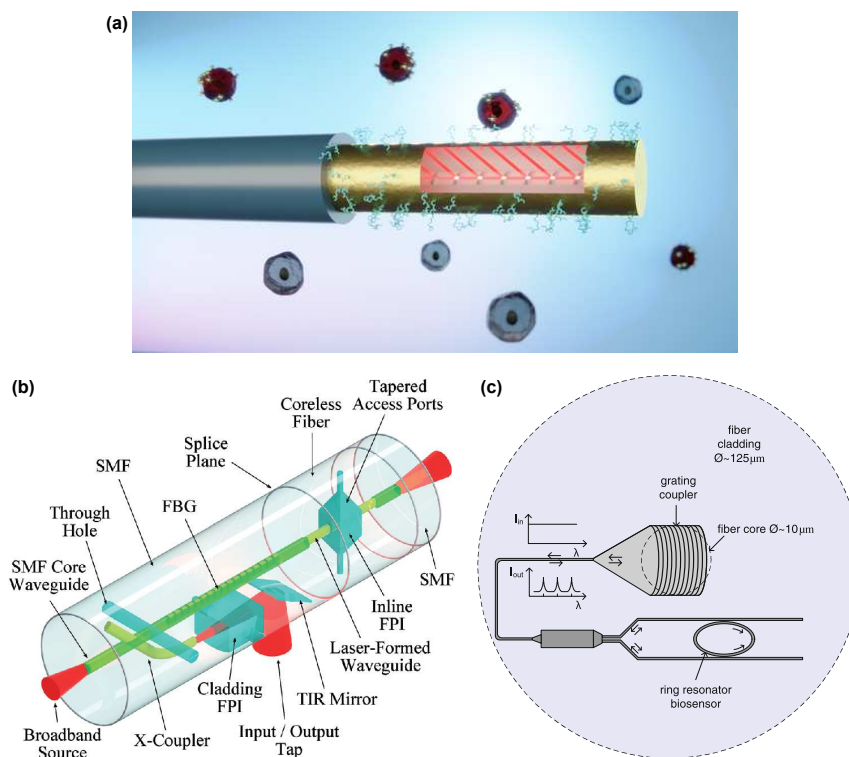


FIGURE 1.9 – (a) Schéma d'un LOF sur la paroi latérale de la fibre [99], (b) schéma d'un lab-in-fiber [100], (c) schéma de principe d'un LOF sur la face clivée de la fibre [101].

1.2.1/ LES FAMILLES DES « LAB-AROUND-FIBER » ET DES « LAB-IN-FIBER »

Ces deux familles de « lab-on-fiber » sont plébiscitées pour leur grande longueur d'interaction avec leur environnement. Ces dernières années, deux nombreuses applications exploitant ce concept ont été proposées. On peut citer, la réalisation de capteurs SPR « lab-around-fiber » à partir du dépôt d'une couche métallique, typiquement de l'or, de l'argent, ou de l'aluminium sur fibre amincie Fig 1.10 (a). En utilisant ce concept, Navarrete *et al* démontre une sensibilité de 2000 nm/RIU [102] sur une plage de longueur

d'onde allant de 450 à 670 nm. Le dépôt peut également être réalisé sur une fibre usinée sur le côté de manière à exposer le mode de fibre et le coupler au SPR Fig 1.10 (b). C'est ce qui a été réalisé par *Gasior et al* en utilisant une fibre avec un cœur composé de poly méthacrylate de méthyle et de polystyrène (PMMA/PS), ce qui rend la fibre monomode et optiquement biréfringente. Le capteur proposé a montré une sensibilité de 2765 nm/RIU à une valeur d'indice de réfraction autour de 1,410 [103]. Le mode de fibre peut également être couplé au SPR en utilisant une fibre à réseau de Bragg (FBG) Fig 1.10 (c). En utilisant cette technique associée au dépôt d'une surcouche de graphène nanostructuré, *Arasu et al* démontre en sensibilité de 1340 nm/RIU pour un indice de réfraction autour de 1.3597 et une longueur d'onde de 778.96 nm [104]. Enfin, le dépôt peut simplement être réalisé sur le cœur d'une fibre que l'on courbera afin d'augmenter les fuites optiques du mode de fibre qui viendront se coupler au SPR 1.10 (d).

Plusieurs travaux ont été réalisés en appliquant ce même concept à la fibre à cristal photonique (PCF) et ceux afin de créer un capteur SPR « lab-in-fiber » 1.10 (e). On peut citer les travaux de *Gauvreau et al* qui en utilisant une PCF dont l'intérieure des capillaires ont été recouverts d'une couche d'or, démontre une sensibilité de 13750nm/RIU avec une résolution de 7×10^{-6} RIU pour un indice de réfraction comprise entre 1.320 et 1.322 et une longueur d'onde comprise entre 940 nm et 1040 nm [105].

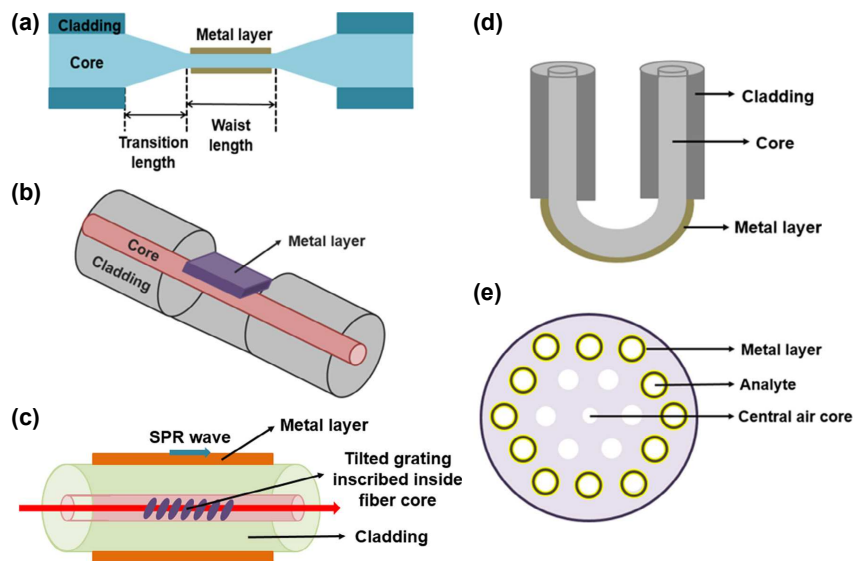


FIGURE 1.10 – Mosaïque des différents types de sondes fibrées à base de SPR : (a) sonde à base de fibre amincie, (b) sonde à base de fibre D-shaped, (c) sonde à base de TFBG, (d) sonde courbée en U et (e) sonde à base de fibre à cristaux photoniques. Source de l'image : Recent advances in surface plasmon resonance based fiber optic chemical and biosensors utilizing bulk and nanostructures [106].

Le design de ces sondes, de par leur simplicité de mise en œuvre est le plus communément employé. Ceci dit, d'autres travaux reprennent ces concepts en remplaçant la film métallique par un dépôt de nano-particules (NP) métalliques ou diélectriques. Les techniques de dépôts de couche minces, la méthode Langmuir-Blodgett, le procédé sol-gel ou l'enduction centrifuge sont utilisés pour créer ces revêtements, dans lesquels les

NP sont incorporées. Plusieurs travaux ont fait état de capteurs avec des revêtements à base de NP, détectant l'humidité [107, 108], l'éthanol [109], l'ammoniac [110, 111], le méthanol [112] et d'autres gaz [113–118]. Par exemple, *Kodaira et al* [114] ont recouvert une fibre optique de NP de SiO_2 et de poly(chlorure de diallyldiméthylammonium) pour créer des revêtements poreux par dépôt de couches minces. La morphologie du revêtement poreux permet de fonctionnaliser le capteur pour la détection de divers gaz. Une autre approche pertinente est rapportée par *Mariammal et al* [109], qui utilisent des NP de Sn_2 et de $\text{CuO}:\text{SnO}_2$ pour la détection de l'éthanol. L'utilisation de revêtements à base de $\text{CuO}:\text{SnO}_2$ NP a permis d'augmenter la sensibilité de 2 à 3 fois par rapport aux capteurs précédemment rapportés à base de NP de SnO_2 .

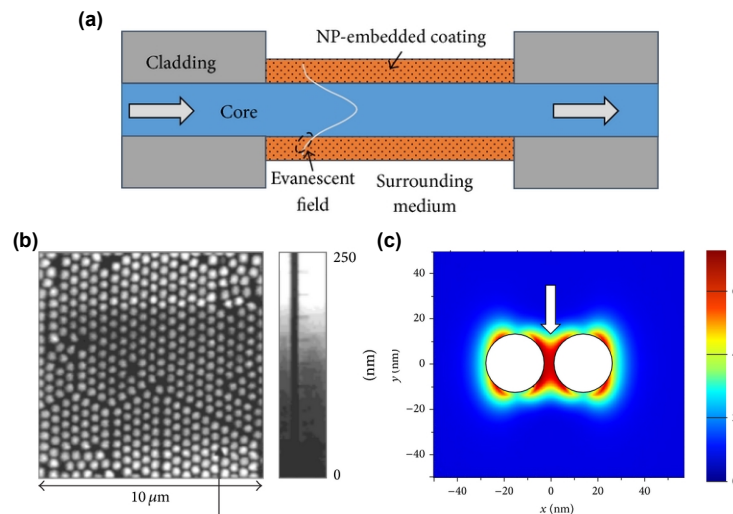


FIGURE 1.11 – Développement de capteurs basés sur l'absorbance d'un revêtement incorporé de NP. (a) Fibre sans gaine avec dépôt de NP emprisonnées dans un revêtement. (b) Image AFM d'un assemblage de nanosphères de polystyrène de 540 nm de diamètre recouvertes d'argent. Un film métallique a été déposé sur les nanosphères. [119] (c) Intensité du champ électrique à proximité de deux NP d'argent de 25 nm de diamètre séparées de 30 nm entre les centres. Simulation à l'aide de Greensym. Il est possible de voir que la région entre les deux particules (indiquée par une flèche) montre une augmentation significative de l'intensité du champ électrique. optique fibre sans revêtement [120].

L'utilisation de NP métalliques permet l'exploitation de résonance plasmon de surface localisé (LSPR) [121]. Le phénomène LSPR se produit lorsque la dimension des NP est inférieure à la longueur d'onde de la lumière, les NP métalliques interagissent avec la lumière qui traverse le revêtement, générant des LSPR. Les capteurs basés sur le LSPR présentent quelques avantages par rapport aux capteurs basés sur la SPR, tels qu'une surface d'interaction plus importante [122] ce qui améliore la sensibilité les valeurs de la limite de détection [123] et la sélectivité [124] des capteurs.

Toutes les architectures présentées pour le moment se concentrent sur la mesure quantitative de la substance à mesurer. Mais dans certains domaines il est crucial d'obtenir une caractérisation qualitative de cette substance, tel que l'identification des molécules. Pour de tels applications, il existe des techniques qui fournissent des informations

sur la structure, les liaisons chimiques, dans la mesure où elles sont basées sur l'excitation des fréquences vibratoires naturelles des molécules. Les plus utilisées sont la spectroscopie infrarouge à transformée de Fourier (FTIR) et la spectroscopie Raman. En effet, la spectroscopie Raman est particulièrement utile car elle permet de distinguer des structures très similaires, mais elle nécessite généralement des lasers puissants et de longs temps d'acquisition pour obtenir un faible signal de diffusion Raman. Comme cela a été commenté précédemment, les concentrations de champ électrique à proximité des nanoparticules métalliques au moyen du couplage LSPR permettent l'apparition de deux phénomènes de renforcement différents, la fluorescence renforcée par les métaux (MEF) et la diffusion Raman exaltée de surface (SERS). Par conséquent, lorsque la concentration de champ électromagnétique induite par le LSPR se produit à proximité de nanoparticules métalliques, les molécules proches de la surface voient leur section efficace de diffusion Raman augmenter, ce qui rend leur excitation plus efficace. Des améliorations allant jusqu'à 8 ordres de grandeur dans l'émission de la diffusion Raman sont généralement observées pour les molécules entourant les nanoparticules métalliques [125].

La communauté des laboratoires sur fibre porte également une attention particulière aux matériaux 2D. Parmi ces matériaux le plus célèbre reste le graphène, qui une fois déposé en monocouche permet de moduler la lumière se propageant dans la fibre via des facteurs environnementaux externes, tels que les champs électriques, les champs optiques, les champs magnétiques, la température et les contraintes mécaniques. Le petit cœur la paroi latérale des fibres optiques peuvent offrir un confinement optique étroit pour améliorer les interactions entre la lumière et les matériaux, ce qui fait des fibres optiques une plate-forme idéale pour développer des modulateurs et déphaseurs [126, 127].

Notons également le développement capteurs de type « lab-around-fiber » exploitant la technologie des fibres amincies [128–132]. Cette même plateforme peut aussi être utilisée à des fins de piégeage optique [133, 134].

1.2.2/ LA FAMILLE DES « LAB-ON-TIP »

C'est dans cette dernière famille que se classe les plateformes développées durant cette thèse. C'est donc tout naturellement que nous attarderons un peu plus longtemps sur les « lab-on-tip ». Bien que les « lab-around-fiber » et les « lab-in-fiber » permettent des interactions entre la lumière et la matière sur de longues distances et de vastes zones, ils présentent souvent certains inconvénients tels que leur taille importante, une perte d'insertion élevée et l'incompatibilité avec les technologies traditionnelles de micro- et nanofabrication planaires. Le « lab-on-tip » fait référence à l'intégration de matériaux et de structures fonctionnels à micro-échelle sur le face clivée de la fibre, fournissant une plate-forme couplée au mode de fibre pour les micro- et nanotechnologies. Les « lab-on-tip » sont apparus comme de nouveaux composants intégrés prêts à l'emploi pour les réseaux optiques (Fig. 1.12) ; ils présentent de petits volumes de dispositifs et de faibles pertes d'insertion, mais souffrent des limitations de la courte distance d'interaction lumière-matière et de la petite zone de détection, qui constituent un compromis. En outre, la forme non conventionnelle des fibres optiques, qui ont un petit diamètre et un grand rapport d'aspect, pose des problèmes lorsqu'il s'agit d'adapter les stratégies standard de fabrication de nanostructures planaires aux extrémités des fibres.

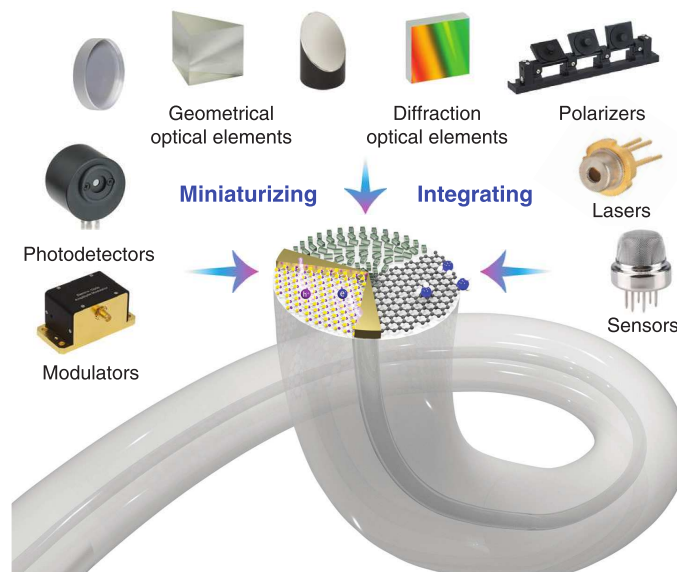


FIGURE 1.12 – Intégration multifonctionnelle sur les pointes de fibre optique. Les structures optiques, électriques, acoustiques, thermiques, biologiques et chimiques traditionnelles ont été miniaturisées et intégrées sur des pointes de fibre optique [85].

1.2.2.1/ INTÉGRATION DE MATÉRIAUX À FAIBLE DIMENSION

L'intégration de matériaux transducteurs sur l'extrémité de la fibre optique pour la rendre sensible à son environnement, occupe une place prépondérante dans la famille des « lab-on-tip ». Parmi eux, on retrouve les centres NV, les oxydes métalliques, les monocouches de graphène, les nanotubes de carbone, etc ...

CENTRE AZOTE-LACUNE

Un centre azote-lacune (NV) est un défaut ponctuel dans la structure cristalline du diamant, il résulte de la juxtaposition d'un atome d'azote substitué à un atome de carbone et d'une lacune voisine. L'état de spin des centres NV est très sensible aux champs magnétiques environnants, ce qui en fait d'excellents capteurs magnétiques. De plus, leur photoluminescence est très stable et peu sensible aux perturbations extérieures comme la température. Ces propriétés uniques permettent d'utiliser les centres NV comme capteurs optiques de champ magnétique de très haute sensibilité, pouvant atteindre le pT/\sqrt{Hz} [135].

Des nanodiamants contenant des centres NV peuvent être attachés à l'extrémité d'une fibre optique. Cette configuration permet de combiner les propriétés de détection des centres NV avec la capacité de transport de la lumière par la fibre optique. L'excitation optique des centres NV et la détection de leur photoluminescence se fait alors via la fibre, permettant une mesure à distance [136–138].

OXYDES MÉTALLIQUES ET ALLIAGES

Les oxydes métalliques sont utilisés dans le monde des laboratoires sur fibre pour leur sensibilité accrue aux gaz, tels que le NH_3 , H_2S , NO_2 , CO_2 , CH_4 et H_2 . Ainsi, on relève une multitude de capteurs fibrés basé sur une cavité Fabry-Pérot (FPI) placée en bout de fibre et recouvert de WO_3 [139–143], ZnO [144], Fe_3O_4 [145], TiO_2 [146], UiO-66 (Zr-Metal Organic Framework) [147]. Certaines plateformes utilisent également des alliages métalliques comme le Pd-Y [148]. D'autres capteurs combinent les propriétés des oxydes métalliques avec la sensibilité des SPR [115, 116].

COUCHE DE GRAPHÈNE & NANOTUBES DE CARBONE

Le graphène permet de réaliser des capteurs optiques fins, sensibles, rapides et accordables, grâce à sa grande surface spécifique qui peut atteindre théoriquement $2630 \text{ m}^2/\text{g}$ [149] et sa conductivité électrique permettant une modulation électro-optique.

On peut citer les travaux de *Zheng et al* [150] qui a conçu un capteur de courant électrique en bout de fibre optique basé sur un système nano-électromécanique (NEMS), dans lequel un film de graphène recouvre le cœur d'une pointe de fibre et deux électrodes en or qui sont placées de part et d'autre de la pointe. Une configuration similaire a été exploitée pour la détection du champ magnétique basée sur la force de Lorentz [151]. De même, *Liu et al* [152] a fabriqué un magnétomètre entraîné par le courant circulant dans les électrodes déposées sur la fibre. La structure NEMS est constituée d'un assemblage fibre-capillaire-graphène-or.

Le graphène peut également être couplé avec des matériaux transducteurs, afin de réaliser la détections d'autres grandeurs physiques ou espèces chimiques. C'est ce qui a été fait par *Xiong et al* qui a intégré un film hétérostructuré de graphène- MoS_2 - WS_2 sur des électrodes placé à l'extrémité d'une fibre optique [153] afin de concevoir un photodétecteur. Un travail similaire a été réalisé par *Xiong et al* sur une fibre à sept cœurs [154].

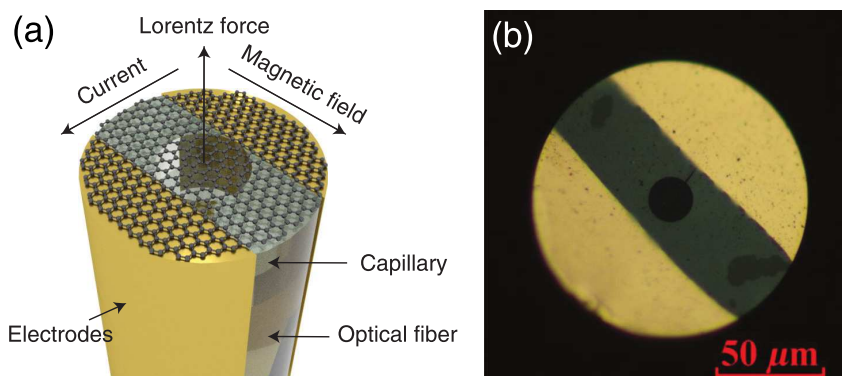


FIGURE 1.13 – NEMS sur des pointes de fibre. (a) Schéma du magnétomètre à fibre optique basé sur un NEMS en graphène. (b) Image au microscope de l'extrémité du capteur à fibre. [85]

1.2.2.2/ INTÉGRATION DE STRUCTURES DIÉLECTRIQUES RÉSONNANTES

On retrouve, parmi les intégrations en bout de fibre optique, des structures purement diélectriques. Les motivations sont multiples, plateformes fonctionnant dans un milieu avec fort champ électromagnétique, dans un milieu corrosif pour les métaux, etc ... De plus, les résonateurs diélectriques présentent des facteurs de qualité Q plus important que les structures métalliques. Cela s'explique par les pertes énergétiques liées à la résistance électriques des métaux. En effet, le facteur de qualité est directement lié à l'énergie présent dans le système via la relation $Q = -2\pi \frac{E}{\Delta E}$ avec E l'énergie totale du système et $\Delta E = E(t + T) - E(t)$ l'énergie dissipée pendant une pseudo-période. En réduisant les pertes énergétiques du système ΔE , on augmente le facteur de qualité.

Ces dernières années, plusieurs structures diélectriques ont été intégrées en bout de fibre optique. On peut citer, les cristaux photoniques à une, deux et trois dimensions, les cavités Fabry-Perot indépendantes et les résonateurs en anneaux.

CRISTAUX PHOTONIQUES

Plusieurs travaux ont été réalisés mettant en avant la réalisation de cristaux photoniques en bout de fibre optique pour des applications de capteurs. On peut citer pour les empilements de couches minces les travaux de *Różycki et al* qui en réalisant un empilement de Al_xO_y et TiO_x en bout de fibre optique, démontre une sensibilité de 74.4 nm/RIU à une longueur d'onde de 1550nm [155]. D'autres travaux reprenant le concept ont été réalisé avec des sensibilité plus ou moins bonnes allant de 0.6893 nm/RIU [156] jusqu'à 85 nm/RIU[157].

On note également, le développement de cristaux photoniques à deux dimensions intégrés sur fibre optique pour des applications capteurs. On peut citer les travaux de *Jung et al* qui réalise l'intégration d'un cristal photonique 2D, usiné au faisceau d'ions focalisés (FIB) dans une tranche de silicium en bout de fibre optique. Le capteur ainsi créé, démontre une sensibilité aux variations d'indice de réfraction et de température de respectivement 213nm/RIU et 0.063nm/°C [15, 158]. *Calero et al* réalise une structure similaire en remplaçant le Silicium par du Niobate de Lithium ($LiNbO_3$) et exploite le coefficient électro-optique de ce matériau, afin de créer une sonde sensible au champ électrique [35, 159]. Enfin, on peut citer les travaux de *Pisco et al* qui emploi une méthode de fabrication différente, puisque basé sur l'auto-assemblage de nano-particules dans une matrice de polymère. La structure métallo-diélectrique une fois finie, exhibe une sensibilité de 2300 nm/RIU [160].

La même technique est employée par *Palma et al* pour l'intégration d'un cristal photonique à trois dimensions en bout de fibre optique composé de nanoparticules de polystyrène de 200 nm de diamètre. Le capteur créé montre une sensibilité de 445 nm/RIU dans la plage de fonctionnement 1.33–1.36 [161]

CAVITÉ FABRY-PEROT

Dans cette section nous traiterons des cavités Fabry-Perot qui ne sont pas fabriquées à partir de fibre optique mais qui sont fabriquées via des techniques de dépôt ou d'impression. Elles se distinguent donc des cavités précédemment abordées dans la

partie 1.1.2.

Ainsi, en utilisant ce concept, plusieurs familles de capteurs ont été réalisés. Fin des années 90 début des années 2000 on observe la réalisation de capteurs acoustiques. On peut citer les travaux de *Beard et al* [162] qui utilise un film de polymère comme cavité Fabry-Perot. Le dispositif montre une sensibilité de 61 mV/MPa. D'autres travaux similaires ont été réalisés dans les années suivantes pour de l'hydroacoustique [163], pour la mesure de pression [164], de température [165] ou d'humidité [166–169].

Des capteurs de gaz ont également été réalisés en combinant cavité Fabry-Perot et dépôt d'oxyde métallique. Parmi les travaux réalisés on peut citer ceux de *Li et al* qui réalise une cavité formée par deux miroirs convexes en PDMS. La cavité est recouverte d'une couche de nanoparticules de WO_3/SiO_2 dopés au Pt. Le capteur qui en résulte est sensible à l'hydrogène et affiche une sensibilité de -15.14 nm/% [143]. D'autres travaux similaires ont été réalisés pour détecter de l'hydrogène [139, 141, 142, 148], du H_2S [144], du N_3H [145], du CO_2 [170], des vapeurs d'éthanol et de chloroforme [89] ou encore de la Rhodamine-B dissoute dans une solution aqueuse [147].

RÉSONATEURS EN ANNEAU

L'intégration de résonateurs sur fibre optique est une prouesse que peu de laboratoires ont su réaliser. L'une des premières réalisations expérimentales est attribuée à *Arce et al* qui intègre toute une circuiterie d'optique intégrée sur la face clivée de la fibre. Il utilise dans un premier temps les technologies SOI (silicium sur isolant) pour créer la puce optique qui est composée d'un réseau de diffraction, pour coupler la lumière du mode de fibre à la puce optique, d'un guide d'onde conique pour réaliser l'adaptation d'impédance avec un guide d'onde, d'un coupleur 50/50 et d'un résonateur en anneau. La puce une fois fabriquée est transférée sur fibre optique via un procédé de collage inverse avec alignement actif du cœur de la fibre sur le coupleur à réseau. La structure, une fois terminée, montre une sensibilité de 70nm/RIU [88].

1.2.2.3/ INTÉGRATION DE STRUCTURES PLASMONIQUES

A l'heure actuelle, on trouve une multitude de structures plasmoniques intégrées sur fibre optique. Dans cette partie, nous allons détailler trois d'entre elles basées sur des nano-films, des métamatériaux périodiques et des nanoparticules. Toutes les plateformes ne seront pas abordées, des articles de revue traitent déjà du sujet [106, 171–173]. Les plasmons de surface sont très bien adaptés à l'interrogation d'un milieu, nous nous focaliserons ici sur cet aspect.

NANO-FILMS MÉTALLIQUES

On trouve dans la littérature plusieurs architectures de capteur plasmoniques basées sur le dépôt d'un film métallique. Par exemple, avec une fibre multimode dont le cœur a été exposé pour y réaliser un dépôt métallique. *Suzuki et al* réalise un capteur avec une sensibilité de 1557 nm/RIU sur une plage d'indice de réfraction allant de 1.333 à 1.3469 [174]. Ou encore, avec une fibre optique biseautée *Jian et al* a obtenu un capteur avec

une sensibilité de 7650 nm/RIU [175]. En reprenant le concept de la fibre biseautée, appliqué à une fibre à deux cœurs, *Liu et al* réalise une interconnexion des deux cœurs de fibre et un capteur qui atteint une sensibilité RI de 6463 nm/RIU [176]. Enfin, on peut citer les travaux de *Zhao et al* qui réalise une nanostructuration du film métallique afin de créer une plateforme capable de supporter un LSPR. Le capteur créé montre une sensibilité de 487nm/RIU sur une plage d'indice de réfraction de 1.333 à 1.385 [177].

Avec une architecture similaire, *Hao et al* réalise un capteur de champ magnétique en combinant la sensibilité du SPR avec un fluide magnétique. Il obtient une sensibilité de 6692 nm/RIU pour une gamme d'indice de réfraction comprise entre 1.372 et 1.411. Ce capteur, une fois couplé au fluide magnétique, affiche une sensibilités au champ magnétique de 11.67 nm/mT (0°) et de -0.47 nm/mT (90°) [178].

MÉTAMATERIAUX ET NANO-MATRICES PÉRIODIQUES

Ces dernières années, la communauté des laboratoires sur fibre s'est intéressée à la nano-structuration des dépôts métalliques sur fibre afin d'exploiter des propriétés atypiques de l'interaction lumière-matière. Parmi ces propriétés on retrouve le SERS qui peut être amplifié par la présence d'un LSPR. C'est en partant de ce constat, que *Kim et al* fabrique trois types sondes SERS en bout de fibre optique pour la détection rapide de bactéries. Ces dernières sont composées de nano-matrices périodiques fabriquées en utilisant la technique d'impression résine à deux photons et la métallisation ultérieure de la couche de résine imprimée (voir Fig. 1.14). Les sondes montrent une limite de détection de R6G de 10^{-7} mol/L, tandis que le facteur d'amélioration de champ atteint 1300, ce qui a ensuite été appliqué pour la détection SERS rapide de cellules vivantes d'*Escherichia coli* avec un temps d'intégration Raman allant de quelques millisecondes à quelques secondes [179].

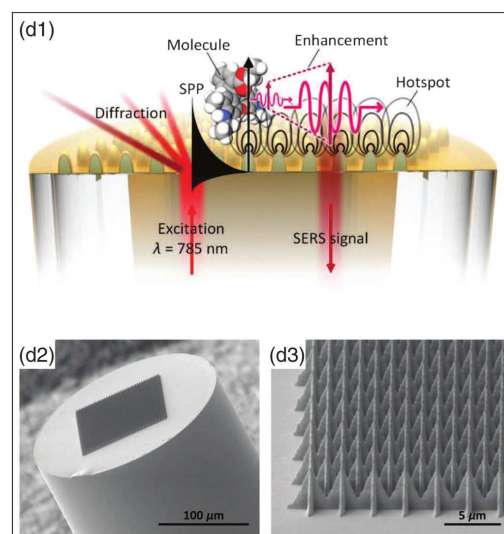


FIGURE 1.14 – Sondes SERS sur pointe basées sur un réseau de nanopoints à l'extrémité d'une fibre optique.[179] (d1) Illustration schématique du mécanisme d'amélioration de la diffusion Raman. (d2), (d3) Image SEM du réseau de points croisés sur une pointe de fibre optique.

Consales et al rapporte l'intégration d'une métasurface plasmonique à gradient de phase à l'extrémité d'une fibre optique, capable de détecter les interactions biomoléculaires avec une très grande sensibilité de l'ordre de $\approx 0.13 \times 10^{-12}$ m/(ng/mL) [180].

A noter que la structuration du film métallique permet également la réalisation d'optiques dites "plates" [181–183] et de composants optiques actifs tel qu'un modulateur tout optique [184].

NANOPARTICULES

Des LSPR peuvent également être supportés sur des nanoparticules métalliques. Ces dernières peuvent être créées directement sur la fibre par des procédés de dépôt de couche mince et de gravure par faisceau d'ions [185]. Ou bien créées en amont puis déposées sur la fibre ultérieurement [30, 186, 187]. Le dispositif de *Lin et al* affiche une sensibilité de 196 nm/RIU tandis que celui de *Sciacca et al* atteint les 387 nm/RIU.

1.2.2.4/ INTERCONNEXION DE CŒURS DE FIBRE

Récemment, le développement des techniques d'impression résine à deux photons a grandement facilité l'intégration de structures complexes en bout de fibre optique. C'est dans ce cadre qu'est réalisé les travaux de *Zhang et al* et de *Liu et al* qui démontrent l'intégration de résonateurs à mode de galerie en bout de fibre optique multicœurs et l'interconnexion des cœurs de fibres via des guides d'onde en résine.

FIBRE À QUATRE CŒURS

Violakis et al réalise un couplage optique entre fibres optiques mono-cœur et fibres optiques à quatre cœurs à l'aide d'un guide d'onde imprimé par polymérisation à deux photons [188].

FIBRE À SEPT CŒURS

Zhang et al réalise deux résonateurs à mode de galerie alimentés par un guide d'onde tous deux en résine, reliant deux des sept cœurs d'une fibre multicœurs. Le facteur de qualité Q est ensuite mesuré à 1.2×10^5 à une longueur d'onde de 1540.58 nm. La sensibilité du capteur est ensuite testée avec des vapeurs d'acétate de 2-méthoxy-1-méthyléthyle (PGMEA) et exhibe une sensibilité de 21.700 pm/ppm [189]. L'année qui suit, *Liu et al* pousse le concept encore plus loin en intégrant non plus deux mais six résonateurs en anneau sur une fibre multicœurs à sept cœurs. Cependant, les contraintes de fabrication étant plus grandes, *Liu et al* a dû faire le choix de souder les résonateurs avec les guides d'onde modifiant drastiquement les conditions de couplage guide-résonateur et donc le facteur de qualité Q . La sensibilité est toute de même mesurée à l'aide de vapeurs de PGMEA 9.54 pm/ppm [190].

1.3/ LES ONDES DE SURFACE DE BLOCH

1.3.1/ DÉFINITION ET PROPRIÉTÉS

Les ondes optiques de surfaces, tel que les plasmons ont depuis les années 70 suscité un grand intérêt pour la réalisation de fonctions optiques intégrée et leur aptitude à interagir fortement avec la matière. Elles souffrent cependant d'une limite intrinsèque à leur mode de fonctionnement. En effet, la longueur de propagation des plasmons de surface peut difficilement dépasser la centaine de micromètre [191–194] et ceux à cause des pertes ohmiques liées aux métal sur lequel se propage l'onde de surface. C'est à la fin des années 70 que *Yeh et al* découvre une autre famille d'onde optiques de surfaces. Cette nouvelle solution des équations de Maxwell se propage sur un substrat périodique diélectriques faiblement absorbants. *Yeh et al* fait alors l'analogie avec les ondes de Bloch, découvertes par Felix Bloch elles décrivent la propagation des électrons dans un cristal parfait infini. Suite à ça, une première démonstration expérimentale est réalisée l'année qui suit par la même équipe de *Yeh et al* [195] prouvant l'existence de ce type d'onde.

L'onde de surface de Bloch se caractérise par son confinement élevé à la surface du milieu périodique, ce qui la rend utile pour toute une série d'applications, telles que la détection d'espèces chimiques sous forme de gaz ou liquide, la spectroscopie Raman, la piégeage de nanoparticules, etc ... Elle est souvent comparée au plasmon de surface mais se différencie par sa longueur de propagation plus élevée s'approchant du centimètre dans certaines configurations [196]. Cette exploit est réalisable car contrairement au plasmon de surface, l'onde de surface de Bloch ne subit pas de pertes ohmiques liées un substrat métallique. Cependant, d'autres pertes optiques d'origine radiative et diffracte limites sa propagation. De plus, en fonction de la conception du substrat périodique, l'onde peut exister aussi bien polarisation TE que TM, là où le plasmon de surface est limité à une polarisation TM. Ces propriétés font de l'onde de surface de Bloch une concurrente idéale au plasmon de surface, tout spécialement pour des applications capteurs [197, 198].

Pour exister, l'onde de surface de Bloch nécessite deux conditions. Premièrement, l'onde ne peut exister qu'au-delà de l'angle de critique dans la zone de réflexion totale interne. Deuxièmement, elle nécessite la présence d'une bande interdite photonique liée au substrat périodique. C'est ces deux conditions qui permettent à la lumière d'être piégée au niveau de la surface.

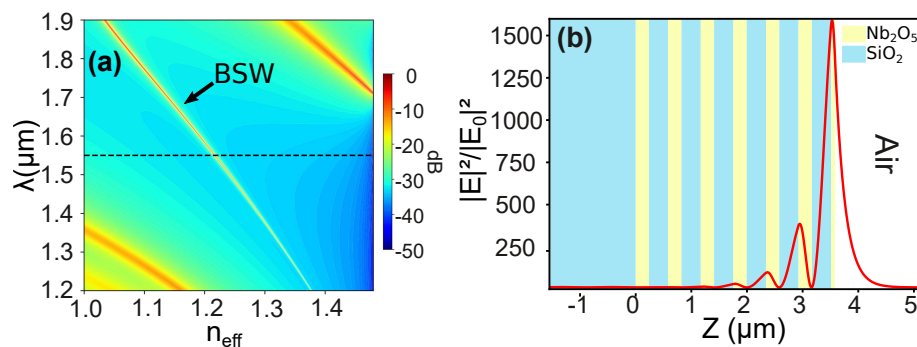


FIGURE 1.15 – (a) Diagramme de dispersion du multicouche optimisé. (b) Intensité normalisée du champ électrique de l'onde de surface de Bloch à $\lambda=1.55\mu\text{m}$.

1.3.2/ APPLICATIONS

Les propriétés de l'onde de surface de Bloch ont ouvert la voie à de nombreuses applications. Parmi elles on peut citer les travaux réalisés sur la manipulation de l'onde par des optiques en 2D, tel qu'un réflecteur [199], un guide d'onde [200, 201], un résonateur à modes de galerie [202, 203], une cavité Fabry-Perot [204], une lentille [205] ou bien même un axicon [206, 207] permettant de réaliser un faisceau auto-guérisant non-sensible à la diffraction.

L'onde de surface de Bloch a également été étudiée par *Dubey et al* en utilisant des techniques de microscopie champ proche (SNOM) (voir Fig. 1.16), nous permettant de mieux comprendre son mode fonctionnement [1, 208].

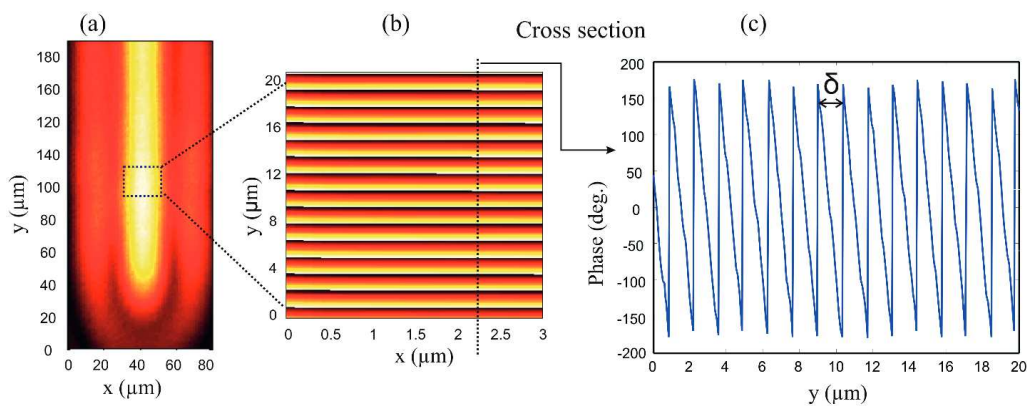


FIGURE 1.16 – (a) Image MH-SNOM en champ proche de la propagation du BSW réalisée par *Dubey et al* [208] (b) Carte haute résolution (400 points sur une longueur de balayage de 20 μm) de la phase le long de la direction de propagation du BSW. (c) Coupe transversale de la phase du BSW le long de la direction de propagation.

Les applications de l'onde de surface de Bloch ne se limitent pas à sa manipulation avec des optiques 2D. Sa forte exaltation de champ est par exemple utilisée pour des applications de spectroscopie Raman [209], de fluorescence [210–212].

Ainsi, *Pirotta et al* proposent une alternative aux matériaux plasmoniques pour ceux qui travaillent dans le domaine de la spectroscopie Raman et de la spectroscopie de fluorescence. L'équipe a étudié la diffusion Raman exaltée de surface (SERS) dans des structures périodiques entièrement diélectriques supportant des ondes de surface de Bloch. Ils démontrent un rapport signal à bruit d'environ 50 pour le signal SERS, lorsque la pompe optique est couplée de manière résonnante à l'onde de surface de Bloch supportée par la structure.

Le fort gradient du champ optique des ondes de surface de Bloch est quant à lui utilisé pour la manipulations et le piégeage de nanoparticules et de cellules biologiques. On peut citer les travaux de *Bessonov et al* qui réalisent une pince optique basée sur un cristal photonique et exploitent les forces de gradient optique associées aux ondes de surface de Bloch pour piéger optiquement des particules de polystyrène.

Ces dernières années, d'autres études sur le piégeages optique de nanoparticules [214, 215] et la manipulation de cellules biologiques [216] ont été réalisés.

Enfin, cette onde reste particulièrement appréciée pour la réalisation de capteurs. Car premièrement, elle interagit fortement avec son environnement via son champ éva-

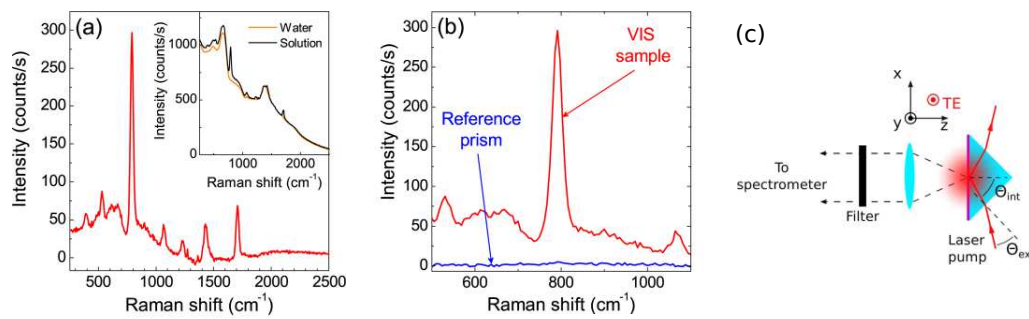


FIGURE 1.17 – (a) (Encadré en haut à droite) Spectres Raman recueillis au sommet de l'échantillon VIS pour l'eau (arrière-plan) et une solution composée de 1 :4 v/v de H₂O distillé et d'acétone lorsque la pompe ($\lambda_{pompe} = 780$ nm) est couplée de manière résonnante au BSW à travers le prisme N-BK7. (Panneau principal) Spectre Raman après soustraction de l'arrière-plan. (b) Détail du pic autour de 800 cm⁻¹ et spectre correspondant obtenu pour le prisme nu après soustraction de l'arrière-plan. (c) Schéma de la configuration expérimentale utilisée par *Pirotta et al* pour la diffusion Raman et les mesures PL [209].

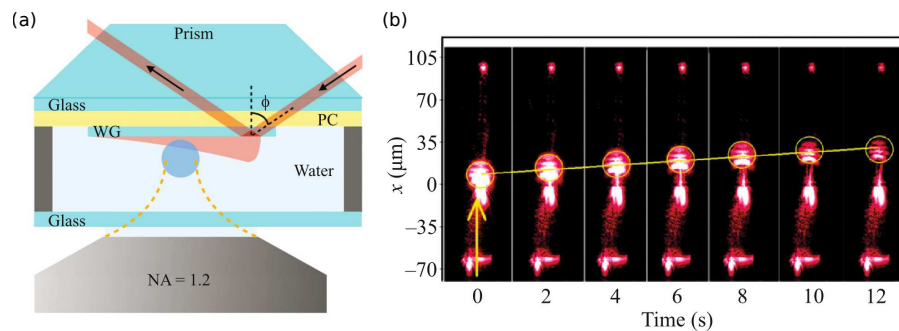


FIGURE 1.18 – (a) Schéma de l'expérience de *Bessonov et al* [213] : (PC) cristal photonique et (WG) guide d'onde. Les courbes en pointillés jaunes représentent le faisceau de pinces optiques utilisé pour amener la particule jusqu'au guide d'onde. (b) Série d'images d'une particule au-dessus du guide d'ondes avec $r = 150$ nm et $d = 0.8$ μm , prises avec un intervalle de 2 secondes. Les cercles jaunes indiquent une tache de lumière diffusée par la particule se déplaçant le long du guide d'onde sous l'action du champ BSW.

nescent et deuxièmement elle affiche une réponse spectrale en longueur d'onde et en vecteur d'onde très fine couplé à une forte relation de dispersion. De nombreux travaux sur la conception de capteurs réfractométriques ont été réalisés. Ils permettent une mesure de variation de l'indice de réfraction induite par la présence d'un composé chimique [217–219] ou la variation d'un paramètre physique.

Parmi ces travaux, *Sinibaldi et al* réalisent une comparaison expérimentale directe de la sensibilité et du facteur de mérite de biocapteurs basés soit sur des plasmons de surface, soit sur des ondes de surface de Bloch. Bien que les conditions expérimentales ne soient pas optimisées pour les ondes de surface de Bloch, les expériences démontrent que les deux types de biocapteurs présentent un facteur de mérite similaire. Pour les substrats en verre de meilleure qualité optique, l'homogénéité accrue des cristaux photoniques permet aux capteurs à ondes de surface de Bloch de surpasser les capteurs plasmoniques d'un facteur 1.7 en termes de figure de mérite [197].

Quelques années auparavant, *Descrovi et al* réalisent un capteur réfractométrique en silice poreuse (p-Si) afin d'améliorer l'interaction de l'espèce chimique, ici de l'éthanol sous forme gazeuse avec l'onde de surface de Bloch. Bien que la porosité et la rugosité de surface puissent détériorer la réponse optique de la structure photonique, les spectres de réflexion mesurés présentent d'étroites anomalies dans le spectre en réflexion associées à l'onde de surface de Bloch. Dans la Fig. 1.19 *Descrovi et al* démontrent la capacité de détection de leur structure en l'exposant des vapeurs d'éthanol et en mesurant le décalage en longueur d'onde associé pour l'onde de surface de Bloch et pour un mode optique de volume.

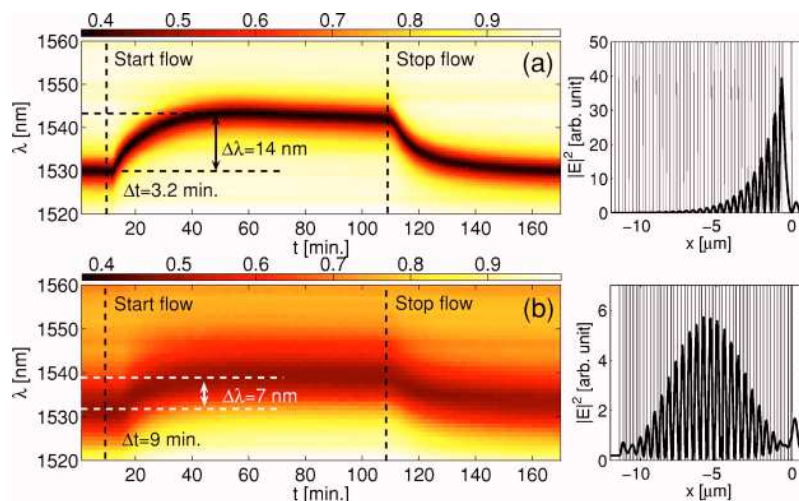


FIGURE 1.19 – Mesure en temps réel de la lumière réfléchie dans la gamme spectrale $\lambda \in [1520, 1560]$ nm du multicouche p-Si exposée aux vapeurs d'éthanol pendant un intervalle de temps limité. (a) BSW à $\theta = 37,60^\circ$ et (b) mode guidé à $\theta = 47,49^\circ$. Les distributions d'intensité de champ des modes sélectionnés sont indiquées à côté [220].

1.4/ POSITIONNEMENT DE MON TRAVAIL

Dans cette thèse, nous proposons d'utiliser les ondes de surface de Bloch comme moyen d'interrogation optique du milieu environnant et afin d'inter-connecter les cœurs d'une fibre multicœurs (cf Fig. 1). Dans le contexte décrit ci-avant, l'ingénierie d'une fonction optique de détection décloisonnée du cœur de fibre n'a à notre connaissance jamais été explorée. L'intégration d'une plateforme monolithique compacte à l'extrémité d'une fibre à cœurs multiples, dédiée à l'interconnexion optique cœur à cœur est originale. De part leur plus grande longueur de propagation, les ondes de surface de Bloch sont beaucoup mieux adaptées que les plasmons de surfaces pour interconnecter les cœurs de fibre. Notre concept de lab-on-tip, schématisé sur la Fig. 1, permet d'exploiter l'intégralité de la surface disponible en bout de fibre. Cela a pour conséquence une augmentation potentielle de la sensibilité du capteur par rapport à une configuration à ondes de surface de Bloch restreinte au cœur de fibre [221, 222]. En effet, les ondes de surface de Bloch étant décloisonnées du cœur de fibre, leur longueur d'interaction avec le milieu environnant est accrue, augmentant la sensibilité du capteur fibré. Dans cette architecture intégrée, chacun des cœurs de fibre peut jouer le rôle d'entrée et/ou de sortie optique pour la plateforme miniaturisée. Il faut pour cela créer au-dessus de chaque cœur de fibre

des nanostructurations capables d'interfacer les ondes de surface de Bloch et les modes de la fibre (Fig. 1).

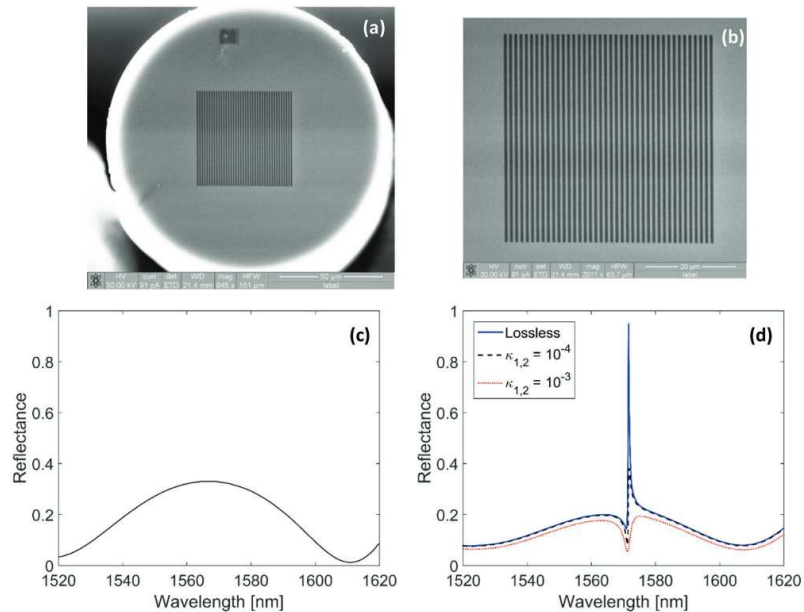


FIGURE 1.20 – (a) Image SEM de l'échantillon fabriqué par *Scaravilli et al* selon les paramètres suivants, un réseau périodique est dessiné sur la surface d'un 1DPC pré-déposé dans une zone carrée de $47.2 \mu\text{m} \times 47.2 \mu\text{m}$ autour de la région centrale. (b) Agrandissement du réseau fabriqué. (c) Spectre en réflectance mesuré pour l'échantillon, ne présentant aucune variation induite par la polarisation. (d) Spectre en réflectance numérique d'ordre zéro pour la polarisation TE, calculé pour différentes valeurs de coefficients d'extinction κ_1 et κ_2 [222].

A titre d'exemple, le lab-on-tip développé par *Scaravilli et al* (voir Fig. 1.20) repose sur le couplage d'onde de surface de Bloch au mode de fibre via un réseau de diffraction. Bien que les ondes de surface de Bloch ont la capacité de se propager sur des distances millimétriques (très supérieures au diamètre de fibre), elles sont ici exploitées sur une longueur de propagation micrométriques (équivalente au diamètre du cœur) pour créer la fonction de sonde. Cette « sous exploitation » des capacités d'interaction des ondes de surface de Bloch avec leur environnement (liée à leur longueur de propagation millimétrique) peut être vu comme une limite de cette approche de lab-on-tip, en termes de sensibilité et de degrés de libertés de design de fonctions de détection. Décloisonner les lab-on-tips du cœur de fibre, par exemple en exploitant pleinement les propriétés de propagation des ondes de surface de Bloch, permettrait d'atteindre de nouvelles architectures de capteurs, plus complexes, performantes et sensibles.

CONCEPTION DES PLATEFORMES

Dans ce chapitre nous allons traiter des méthodes utilisées pour concevoir et fabriquer les plateformes à base d'onde de surface de Bloch. Nous traiterons de la conception des plateformes en deux parties. Premièrement, nous nous intéresserons au cristal photonique qui supporte l'onde de surface de Bloch. Deuxièmement, nous traiterons des réseaux de diffraction permettant de coupler le mode de fibre à l'onde de surface de Bloch. Dans ces deux sous parties, nous détaillerons les méthodes numériques utilisées ainsi que les contraintes liées au développement d'une technologie de nanofabrication sur une fibre de largeur équivalente à celle d'un cheveux. Dans un second temps, nous détaillerons les étapes de fabrication des plateformes. Nous présenterons les différentes techniques utilisées pour la fabrication du multicouche sur fibre ainsi que pour sa caractérisation.

2.1/ MODÉLISATION NUMÉRIQUE PAR MATRICE S ET OPTIMISATION

Il existe une multitude de méthodes numériques permettant d'étudier le comportement de la lumière avec son environnement. Tout l'enjeu est de savoir laquelle utiliser en fonction du problème que l'on souhaite résoudre. La FDTD [223] (Finite Difference Time Domain) permet d'étudier des structures photoniques complexes mais elle reste coûteuse en temps de calcul. La RCWA [224] (Rigorous coupled-wave analysis) est une méthode semi-analytique qui permet d'étudier des structures photoniques périodiques infinies. Elle est très bien adaptée pour étudier les cristaux photoniques et les réseaux de diffractions. Afin de concevoir le système multicouche qui supportera l'onde de surface de Bloch nous avons choisi d'utiliser la méthode de la *matrice-S* ou *matrice de diffusion* [225, 226].

Cette méthode numérique permet de modéliser une structure planaire par une unique matrice de 4 éléments qui relie les champs entrants dans la structure aux champs sortants.

$$\begin{pmatrix} B_1 \\ A_{N+2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ B_{N+2} \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

où (A_1, B_{N+2}) sont les champs entrant dans la structure, (B_1, A_{N+2}) les champs sortants et S_{11} , S_{12} , S_{21} et S_{22} les éléments de la *matrice S*.

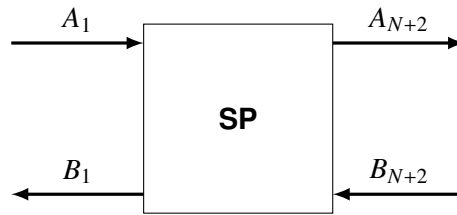


FIGURE 2.1 – On représente une structure planaire (SP) et les champs électromagnétiques A et B qui interagissent avec elle. La structure planaire est composée de N couches. Le sens de propagation des champs est désigné par la lettre qui leur est attribuée. A pour un champ se propageant de gauche à droite et B pour un champ se propageant de droite à gauche. Enfin, la position des champs est indiquée par leur indice allant de 1 à $N+2$.

Cette matrice est donc différente de la *matrice* T ou *matrice de transfert* qui relie les champs présents d'un côté de la structure aux champs présents de l'autre côté.

$$\begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_{N+2} \\ B_{N+2} \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

où (A_1, B_1) sont les champs présents à gauche de la structure planaire, (A_{N+2}, B_{N+2}) les champs présents à droite, T_{11} , T_{12} , T_{21} et T_{22} sont les éléments de la *matrice* T .

Le choix d'utiliser la *matrice* S à la place de la *matrice* T se justifie par l'instabilité numérique de cette dernière en présence d'ondes décroissantes contra-propagatives, là où la *matrice* S reste parfaitement stable [227].

À l'aide de la *matrice* S il est possible de calculer les coefficients de réflexion et de transmission, ainsi que les réflectances et transmittances, de structures planaires complexes. On peut également remonter au champ électromagnétique présent dans la structure.

Durant ma thèse j'ai choisi d'utiliser deux méthodes de simulation numérique basées sur l'utilisation de la *matrice* S .

- **S4** est une implémentation de la méthode RCWA et de la matrice S développée par deux chercheurs de l'Université de Stanford [228]. Elle permet de simuler la propagation d'ondes électromagnétiques dans des structures 3D infiniment périodiques.¹
- **MoosH** est une implémentation de la matrice S développée par des chercheurs de l'Université Clermont Auvergne [229]. Il permet de simuler entre autre, la propagation d'un faisceau gaussien dans des structures planaires.²

Avant d'utiliser ces outils numériques, il est nécessaire de les tester pour s'assurer de leur bon fonctionnement. Il est préférable de définir un problème simple et largement étudié afin de comparer les résultats issus de la simulation avec un modèle analytique. Pour ce premier test, nous avons choisi d'étudier une cavité Fabry-Perot dont les propriétés optiques sont présentées dans la figure 2.2(a).

1. Une version écrite en python est disponible à l'adresse suivante : <https://s4utils.readthedocs.io/en/latest/DownloadInstall.html#s4conda>

2. Une version écrite en python est disponible à l'adresse suivante : <https://github.com/AnMoreau/PyMoosh/>

On rappelle la fonction d’Airy qui décrit la réponse spectrale d’une cavité Fabry-Perot en incidence normale :

$$T = \frac{1}{1 + M \sin^2(\Phi)} \text{ avec } M = \frac{4R}{(1 - R)^2}, R = |r|^2 = \left| \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right|^2 \text{ et } \Phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_2 e \quad (2.3)$$

où T est la transmittance, R est la réflectance, n_1 l’indice de réfraction de l’environnement, n_2 l’indice de réfraction de la lame de verre, λ_0 la longueur d’onde dans le vide de la lumière incidente et e l’épaisseur géométrique de la lame de verre. Cette cavité Fabry-Perot est représentée dans la figure 2.2(c).

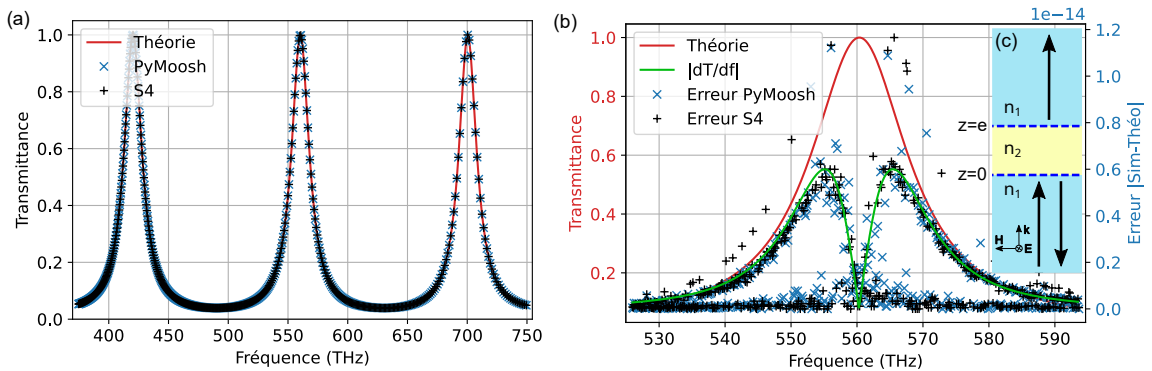


FIGURE 2.2 – (a) Superposition de la transmittance théorique de la cavité Fabry-Perot donnée par la fonction d’Airy (Eq. 2.3) avec la transmittance simulée par PyMoosh et S4 pour une longueur d’onde dans le vide λ_0 comprise entre 400 et 800 nm. (b) Superposition de l’erreur absolue ε_{abs} avec la transmittance théorique et sa dérivée première $\frac{dT}{df}$. (c) Schéma de la cavité Fabry-Perot éclairée en incidence normale depuis le substrat. Les spectres sont obtenus avec les valeurs suivantes de paramètre $n_1 = 1.0$, $n_2 = 10.0$ et $e = 107$ nm.

Pour apprécier l’exactitude des résultats simulés, on calcule l’erreur absolue ε_{abs} entre transmittance théorique et simulée.

	Erreur moyenne	Écart-type de l’erreur
PyMoosh	6.48×10^{-16}	1.35×10^{-15}
S4	7.74×10^{-16}	1.57×10^{-15}

TABLE 2.1 – Comparatif entre le modèle analytique et les deux modèles numériques.

Si l’on compare ces valeurs avec la précision de la machine $\varepsilon_{mach} = 2.22 \times 10^{-16}$ qui correspond à la plus petite valeur que l’ordinateur peut quantifier, on constate quelles sont du même ordre de grandeur. Ce qui nous laisse penser que la simulation est dans le cas étudié, limitée par la machine. Cependant, comme on peut le voir sur la figure 2.2(b) l’erreur a tendance à être plus grande, autour de 10^{-14} là où la grandeur calculée varie beaucoup. Dit autrement, l’erreur absolue est proportionnelle à la dérivée première de la quantité que l’on calcule.

$$\varepsilon_{abs} = |T_{sim} - T_{theo}| \propto \left| \frac{dT}{df} \right| \quad (2.4)$$

Pour conclure sur cette étude, l'ordre de grandeur de l'erreur absolue nous semble suffisamment faible pour pouvoir utiliser ces outils numériques par la suite.

Avant de concevoir le multicouche, on établit un cahier-des-charges qui résume les contraintes que l'on doit prendre en compte. Premièrement, la fibre optique multicœurs sur laquelle on souhaite réaliser le dépôt, impose à l'onde de surface de Bloch d'exister aux longueurs d'onde de télécommunication. Afin d'assurer le bon fonctionnement de notre plateforme, on choisit de fixer la longueur d'onde de fonctionnement à $\lambda_0 = 1550\text{nm}$. Les informations techniques de la fibre sont résumées dans le tableau 2.1.

Fibre optique multicœurs	SM-4C1500(8.0/125)/001
Longueur d'onde de fonctionnement (nm)	1520-1650
Longueur d'onde de coupure (nm)	1300-1500
Ouverture numérique	0.14-0.17
Diamètre du mode (μm)	7.4-8.5@1550nm
Diamètre de la gaine (μm)	124 \pm 1
Espacement des cœurs (μm)	50 (nominal)
Positionnement des cœurs	Carré
Diamètre avec protection (μm)	245 \pm 12
Type de protection (μm)	Double acrylate
Température de fonctionnement ($^{\circ}\text{C}$)	-55 à +85

TABLE 2.2 – Données techniques fournies par le constructeur Fibercore

Deuxièmement, les contraintes liées au dépôt effectué par l'équipe *Recherche en matériaux, composants et technologies de Couches Minces Optiques* (RCMO) de l'institut Fresnel à Marseille nous impose d'utiliser deux matériaux pour concevoir le multicouche. Le dioxyde de silicium SiO_2 et le pentoxyde de niobium Nb_2O_5 qui ont respectivement un indice de réfraction $n = 1.468943 + i10^{-4}$ et $n = 2.185794 + i10^{-4}$ à $\lambda_0 = 1.55\mu\text{m}$. Ces valeurs d'indice de réfraction sont issues de mesures réalisées en amont par l'institut Fresnel à l'aide d'un spectromètre sur une unique couche de matériau déposé sur une lame de verre [230]. Les mesures d'indice de réfraction des matériaux ainsi que le modèle de dispersion adapté sont présentées dans la figure 2.3(a). Un gros plan sur la zone d'intérêt est présenté dans la figure 2.3(c).

Afin de pouvoir utiliser la dispersion des matériaux dans différentes simulations numériques (FDTD, Matrice-S et RCWA), nous utiliserons par la suite le modèle de dispersion linéaire du logiciel FITDISP de RSoft (voir le guide d'utilisation de RSOFT CAD, CHAPITRE 8 : ADVANCED MATERIALS, SECTION B : LINEAR EPSILON PROPERTIES, ARTICLE 4 : DISPERSIVE LINEAR EPSILON).

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\infty} + \sum_k \frac{\Delta\varepsilon_k}{-a_k\omega^2 - b_k(i\omega) + c_k} \quad (2.5)$$

où ε_{∞} est la valeur de la permittivité lorsque la fréquence tend vers l'infini, généralement $\varepsilon_{\infty}=1.0$, $\Delta\varepsilon_k$ est l'amplitude de chaque résonance, a_k , b_k et c_k sont les coefficients d'ajustement avec k l'indice de somme désignant les résonances et ω la pulsation optique exprimé en $\text{rad}/\mu\text{m}$. À noter que RSoft Fullwave utilise la convention physique cT pour mesurer le temps. Ce dernier est donc exprimé en $[\mu\text{m}]$.

Dans le cas où $a_k=1$ le modèle de dispersion de RSoft peut se réécrire sous la forme d'un modèle de dispersion de Lorentz.

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty + \sum_k \frac{A_k \omega_k^2}{-\omega^2 - 2i\omega\delta_k + \omega_k^2} \quad (2.6)$$

où A_k est l'amplitude de la résonance, δ_k est le coefficient d'atténuation et ω_k est la fréquence de résonance.

À l'aide du logiciel FITDISP de RSoft, nous appliquons la méthode de la régression non-linéaire sur ce modèle en utilisant le jeu de données fourni par l'institut Fresnel.

	SiO ₂	Nb ₂ O ₅
$\Delta\varepsilon_1$	2499.81	3810.06
a_1 (μm ² /rad ²)	1.0	1.0
b_1 (μm/rad)	0.0	0.0
c_1	2175.55	1025
A_1	1.14905	3.71713
δ_1	0.0	0.0
ω_1^2 (rad/μm)	2175.55	1025

TABLE 2.3 – Valeurs des coefficients du modèle de dispersion trouvées en utilisant l'outil FITDISP de RSoft sur les mesures d'indice de réfraction du SiO₂ et Nb₂O₅ effectuées par l'institut Fresnel.

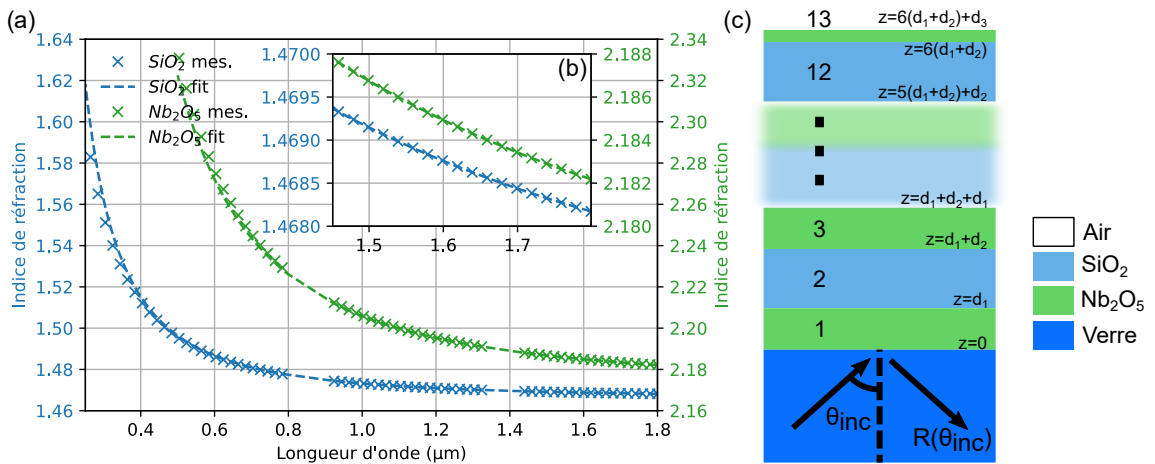


FIGURE 2.3 – (a) Indice de réfraction du SiO₂ et Nb₂O₅ déposé par le RCMO. Les mesures fournies par l'institut Fresnel sont représentées par des croix. La ligne en pointillé représente le modèle de dispersion de Lorentz. (b) Gros plan sur la région de fonctionnement de notre multicouche. On constate un bon accord entre modèle de dispersion et mesures. (c) Représentation du multicouche étudié. On nomme respectivement d_1 et d_2 les épaisseurs géométriques des couches de Nb₂O₅ de SiO₂, respectivement, et d_3 l'épaisseur géométrique de la couche de terminaison.

Troisièmement, le nombre de couches déposées doit être fini et si possible pas trop grand pour que le design reste réaliste. Il existe un compromis entre la longueur

de propagation de l'onde de surface de Bloch et son coefficient de couplage. Plus le nombre périodes du multicouche sera élevé et plus la longueur de propagation de l'onde de surface sera grande au détriment du coefficient de couplage. Dans la littérature, les multicouches supportant des ondes de surface de Bloch comportent généralement entre 5 et 10 périodes (une période = deux couches). Pour notre plateforme, on choisira de déposer 6 périodes plus une couche de terminaison. Cette dernière est représentée dans la figure 2.3(c).

Quatrièmement, contrairement aux plasmons de surface, les ondes de surface de Bloch peuvent exister dans les deux polarisations TE et TM en fonction de la conception du multicouche. Nous avons choisi de travailler en polarisation TE.

Enfin, la conception du multicouche va dépendre du milieu dans lequel notre plateforme devra fonctionner. Pour des raisons de simplicité, nous avons choisi de la faire fonctionner dans l'air ($n=1.00027@1.55\mu\text{m}$)[231].

Maintenant que nous avons bien cerné les contraintes liées à notre plateforme, nous pouvons commencer sa conception numérique. Pour cela nous utilisons la *matrice S* afin de calculer la réflectance R d'un multicouche composé de 13 couches de Nb_2O_5 et de SiO_2 en configuration Kretschmann, c'est à dire illuminé à partir du substrat et au delà de l'angle critique $\theta_c = \arcsin\left(\frac{n_{\text{sup}}}{n_{\text{sub}}}\right)$. Si une onde de surface de Bloch existe elle se matérialisera par un anti-pic dans le spectre angulaire de réflectance. Plus ce dernier sera profond et plus le couplage avec l'onde de surface de Bloch sera fort. On définit R_{BSW} comme étant le minimum de réflectance atteint par l'anti-pic associé à l'onde de surface de Bloch et θ_{BSW} sa position angulaire.

Afin de trouver la valeur R_{BSW} et la position θ_{BSW} du minimum de l'anti-pic dans le spectre angulaire de réflectance, j'utilise un algorithme d'optimisation qui a pour but de minimiser une fonction de coût, ici $f_c = R(\theta)$. Il existe une multitude d'algorithmes d'optimisation que l'on peut catégoriser en deux grandes familles. Les algorithmes dits d'optimisation locale (cf. tableau 2.4), permettent de trouver un minimum local de la fonction de coût. Ils sont relativement peu gourmand en temps de calcul mais n'assure pas de trouver l'optimum. On préfère utiliser un algorithme d'optimisation globale, certes plus gourmand en temps de calcul mais donnant de meilleurs résultats. Dans le cas par exemple où la fonction de coût est non-convexe (voir figure 2.4(a)) il peut exister dans le voisinage du minimum local a un point b tel que $f(b) < f(a)$. Certains algorithmes d'optimisation local tel que la descente de gradient utilise la dérivée de la fonction de coût afin de trouver un minimum. Ainsi, si la fonction de coût est non-différentiable (voir figure 2.4(b)) ces algorithmes ne pourront être appliqués convenablement.

Optimisation locale	Optimisation globale
Nelder-Mead , L-BFGS-B, TNC, SLSQP, Powell, ...	Basin-Hopping, Differential Evolution, Genetic Algorithm , SHG, Dual Annealing, ...

TABLE 2.4 – Classification de différents algorithmes d'optimisation parmi les plus connus.

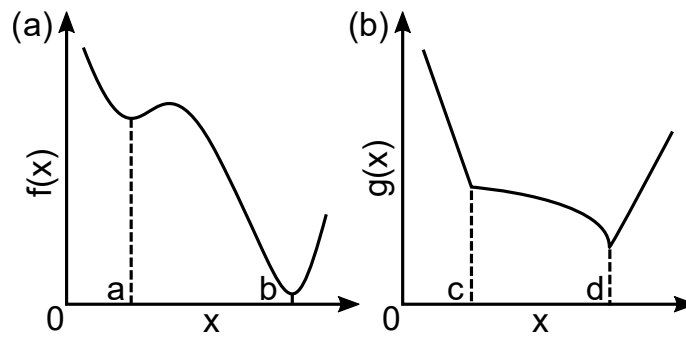


FIGURE 2.4 – (a) Représentation d’une fonction non-convexe $f(x)$. (b) Représentation d’une fonction non-différentiable $g(x)$. Un algorithme d’optimisation locale pourra donner comme solution le point a bien que $f(b) < f(a)$.

Pour minimiser la fonction de coût $f_c = R(\theta)$, j’ai choisi d’utiliser un algorithme d’optimisation local appelé *Nelder-Mead*[232, 233]. L’avantage de ce dernier est qu’il est efficace même pour des fonctions non-différentiables car il n’utilise pas la dérivée de ces dernières pour trouver une solution[233, 234].

Pour éviter de me retrouver avec une fonction de coût $R(\theta)$ non-convexe traduisant la présence de plusieurs modes optiques supportés par la structure, j’établis une zone de recherche pour l’algorithme en définissant des bornes θ_{min} et θ_{max} centrées autour d’un unique anti-pic correspondant à l’onde de surface de Bloch. Pour faire cela, je calcule grossièrement au préalable l’intégralité du spectre angulaire en réflectance, de $\theta \approx 42^\circ$ à 90° (300 points) et je définis un critère pour différencier les anti-pics associés à un mode de volume de ceux associés à un mode de surface. Ce critère se base sur la largeur à mi-hauteur $\Delta\theta$ de l’anti-pic qui doit être inférieure à $\Delta\theta_{seuil} = 0.3^\circ$. Pour établir la valeur seuil $\Delta\theta_{seuil}$, j’ai réalisé au préalable une étude statistique sur 1000 spectres de multicouches différents en faisant varier aléatoirement les épaisseurs d_1 et d_2 . On observe sur la figure 2.5(b) que la distribution de largeur à mi-hauteurs (LMH) des anti-pics est séparée en deux groupes bien distincts. Le premier groupe dans la zone verte est associé aux ondes de surface de Bloch tandis que celui situé dans la zone rouge est lié aux modes de volume.

Pour s’en assurer, on peut tracer la distribution de champ électrique associé aux deux anti-pics présents dans le spectre angulaire de la figure 2.5(a). Lorsque l’on illumine le multicouche à l’angle d’incidence de l’anti-pic le plus fin, localisé à $\theta_{inc} = 51.5^\circ$, on retrouve la distribution de champs de l’onde de surface de Bloch. Cette distribution se caractérise par un maximum proche de l’interface multicouche/superstrat, une décroissance exponentielle dans le superstrat associée à un champ évanescent et une croissance exponentielle modulée par un système d’interférence dans le multicouche. Pour le deuxième anti-pic localisé à $\theta_{inc} = 85.6^\circ$, la distribution de champ électrique est confinée à l’intérieur du multicouche avec un maximum loin des interfaces substrat/multicouche et multicouche/superstrat. On parle dans ce cas de mode de volume.

Nous venons de voir comment trouver numériquement la valeur de R_{BSW} . On définit par $K = 1 - R_{BSW}$ l’efficacité de couplage de l’onde de surface de Bloch. Comme nous l’avons vu plus haut, nous pouvons également calculer la distribution de champ électrique à l’intérieur de la structure. Cela nous permet de déduire d’autres paramètres utiles tels que la longueur de propagation L ou encore le facteur d’augmentation du champ (*field enhancement factor* en anglais) $F = \frac{|E(z)|}{|E_0|}$ avec $|E(z)|$ la valeur absolue du champ électrique

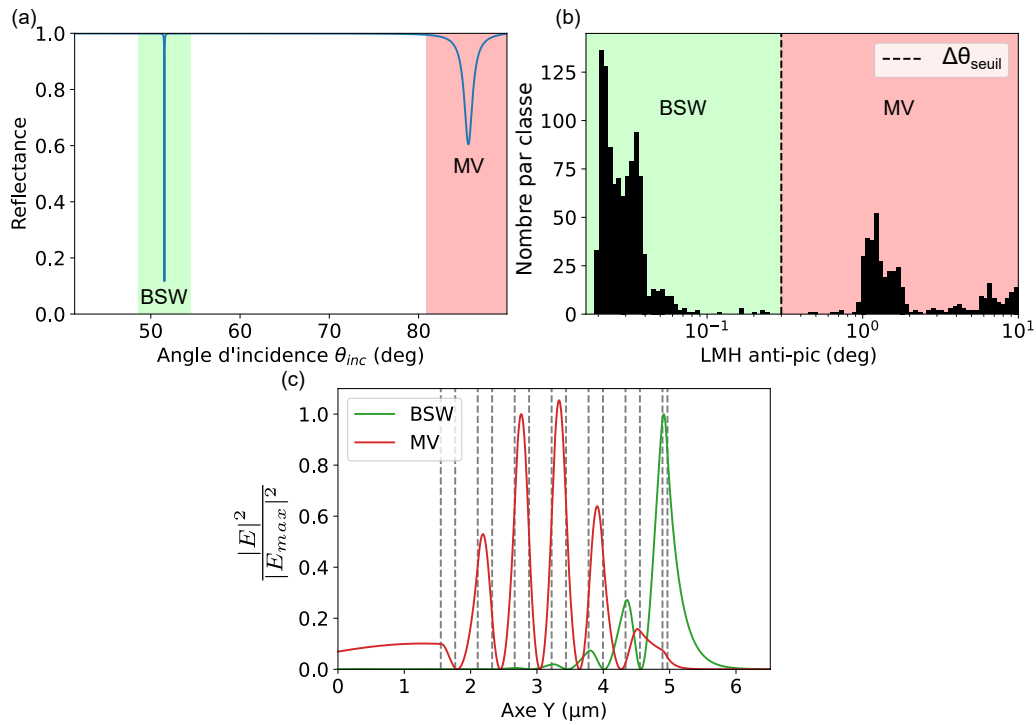


FIGURE 2.5 – (a) Spectre angulaire de réflectance d'un multicouche supportant une onde de surface de Bloch et un mode de volume à 1550nm en polarisation TE, avec $d_1=217.11\text{nm}$, $d_2=339.85\text{nm}$ et $d_3=75\text{nm}$. (b) Histogramme de la largeur à mi-hauteur (LMH) des anti-pics présents dans 1000 spectres de multicouches différents. (c) Distributions d'intensité électrique $|E|^2/|E_{max}|^2$ dans le multicouche, associées à l'anti-pic situé à $\theta_{inc} = 51.5^\circ$ en vert et à $\theta_{inc} = 85.6^\circ$ en rouge (cf. (a)).

transmis et $|E_0|$ la norme du champ électrique de l'onde plane incidente.

Afin de concevoir le multicouche, on définit une nouvelle fonction de coût. Cette fonction prend en entrée les épaisseurs géométriques des couches de Nb_2O_5 et de SiO_2 qu'on appelle respectivement d_1 et d_2 et sort une valeur qui atteint un minimum lorsque l'objectif est atteint. L'expression de la fonction de coût est arbitraire et dépend de ce que l'on souhaite obtenir *in fine*. Ici je considère que l'onde de surface de Bloch idéale est caractérisée par un fort coefficient de couplage K , une grande longueur de propagation L et dans une moindre mesure, un fort facteur d'exaltation du champ F . Je définis ainsi la fonction de coût f_c de la manière suivante :

$$f_c(d_1, d_2) = -[0.6L_p(d_1, d_2) + 0.3K_p(d_1, d_2) + 0.1F_p(d_1, d_2)] \quad (2.7)$$

où $L_p = \frac{L}{L_{max}}$, $K_p = \frac{K}{K_{max}}$ et $F_p = \frac{F}{F_{max}}$

L_p , K_p et F_p sont les paramètres vus plus haut, pondérés par leur maximum atteints sur la plage d'étude définie par les valeurs de d_1 et d_2 . Cette pondération intervient afin d'équilibrer le poids des différents paramètres dans la fonction de coût. Par la suite, on applique à ces paramètres un coefficient compris entre 0 et 1, afin de traduire les priorités concernant les caractéristiques de l'onde surface de Bloch optimale. Dans notre cas, 60% du poids de la fonction de coût est porté par la longueur de propagation L tandis que seulement 10% est porté par le facteur d'exaltation du champ électrique F .

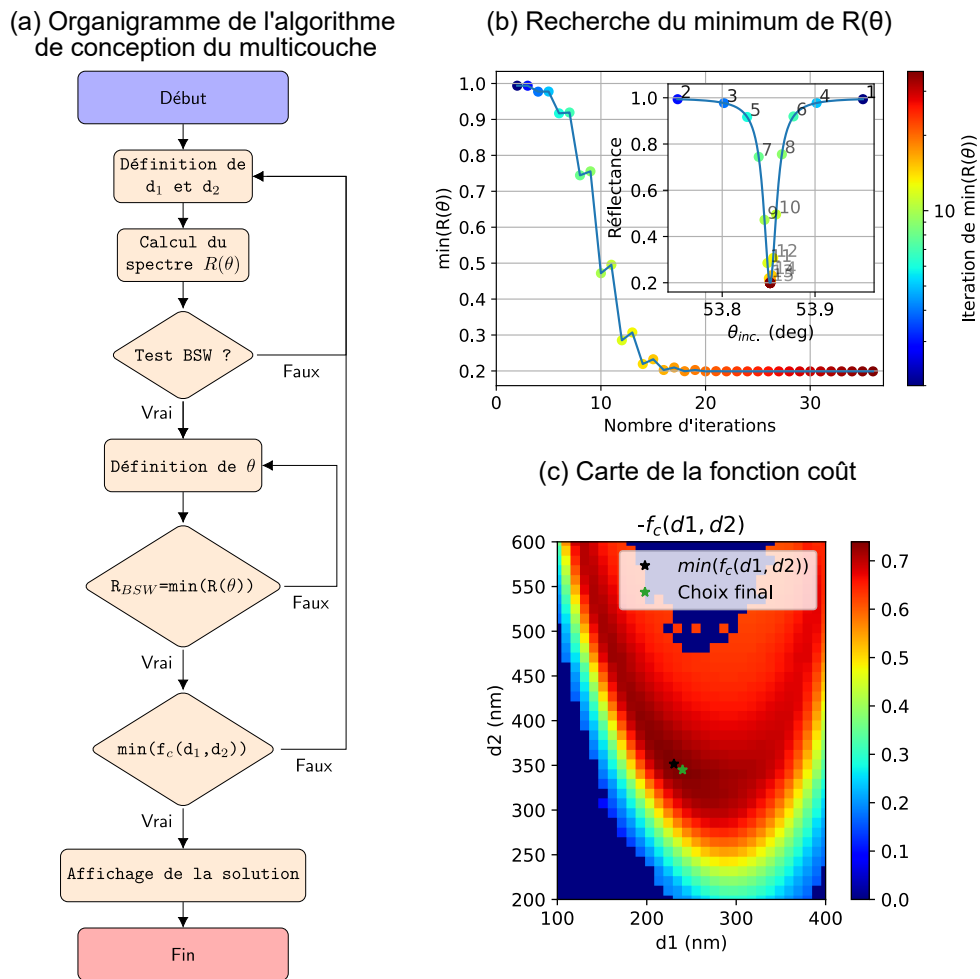


FIGURE 2.6 – (a) Organigramme de l'algorithme utilisé afin de concevoir le multicouche. (b) Convergence de l'algorithme de recherche de minimum local dans le spectre angulaire de réflectance $R(\theta)$ du multicouche. (c) Carte de la fonction de coût minimisée par l'algorithme de recherche de minimum global.

Dans la figure 2.6(a) nous pouvons voir les différentes étapes de l'algorithme de conception du multicouche. L'algorithme commence par définir un jeu de paramètre d_1 et d_2 puis calcule le spectre en réflectance du multicouche. Il vérifie ensuite si une onde de surface de Bloch existe en se basant sur le critère $\Delta\theta_{seuil}$ vu plus haut. Si oui, il définit θ proche du minimum de l'anti-pic et commence la minimisation de $R(\theta)$. Dans la figure 2.6(b) nous pouvons voir l'évolution en fonction du nombre d'itérations, du processus de minimisation de $R(\theta)$ par l'algorithme d'optimisation locale Nelder-Mead. Ce dernier ne se basant pas sur la dérivée de la fonction de coût, la convergence vers le minimum local est différente d'une "descente de gradient", ce qui peut paraître contre intuitif au premier abord. Elle s'effectue par dichotomie de part et d'autre de ce minimum. Une fois la position et la valeur du minimum de $R(\theta)$ trouvées, l'algorithme de conception va chercher à minimiser la fonction de coût f_c défini plus haut dans l'équation 2.7. Pour cela, j'ai utilisé un algorithme d'optimisation global baptisé *Genetic Alorithm*[235–237]. Ce choix se justifie par l'aspect de la fonction coût. Comme nous pouvons le voir sur la figure 2.6(c) celle-ci est convexe, non-différentiable et fait apparaître des minima locaux. C'est pourquoi l'algorithme Nelder-Mead n'est pas adapté pour résoudre ce problème. Au

final, l'algorithme de conception aboutit à la solution $d_1 = 230.37\text{nm}$, $d_2 = 351.54\text{nm}$ avec d_3 fixée à 75nm . Bien que la solution soit optimale, il faut également prendre en compte sa "robustesse". On définit une conception robuste comme une approche qui vise à ce que les variations mineures des épaisseurs des couches de la structure ne modifient pas significativement les propriétés des ondes de surface de Bloch [238, 239]. C'est pourquoi nous avons choisi une solution, certes qui s'éloigne légèrement du point optimal, mais qui minimise les variations de la fonction de coût. La solution retenue est $d_1 = 240\text{nm}$ et $d_2 = 345\text{nm}$ avec d_3 fixée à 75nm .

Une fois le design établi, nous utilisons la matrice-S afin de calculer le diagramme de dispersion du multicouche 1.15(a). Afin d'améliorer la lecture de ce dernier on affiche ici la grandeur $10\log_{10}(1 - R(n_{eff}, \lambda))$ exprimée en décibels, en fonction de n_{eff} et λ . On constate la présence d'une onde de surface de Bloch matérialisée par une relation de dispersion très fine aussi bien en longueur d'onde et qu'en angle. C'est d'ailleurs l'une des raisons principales qui fait de l'onde de surface de Bloch une candidate idéale pour la conception de capteurs. La moindre variation d'indice de réfraction de l'environnement se traduit par un décalage de la relation de dispersion et donc par une forte variation du coefficient de couplage avec l'onde de surface de Bloch. Le diagramme de dispersion fait également apparaître trois autres modes optiques supportés par le multicouche pour des longueurs d'ondes différentes du point de fonctionnement $\lambda = 1.55\ \mu\text{m}$ représenté par une ligne en pointillé. À noter que contrairement au plasmon de surface (SPP), il n'existe pas de modèle analytique permettant de décrire la relation de dispersion de l'onde de surface de Bloch. D'où la nécessité d'utiliser un modèle numérique.

Toujours en utilisant la matrice-S, on calcule la distribution de champ électrique normalisée par la norme du champ incident E_0 dans la structure photonique pour un angle d'incidence θ_{BSW} correspondant au maximum de couplage de l'onde de surface de Bloch à une longueur d'onde de $1.55\ \mu\text{m}$. On constate comme prévu que le mode optique est confiné à l'interface multicouche/air et présente un champ évanescent selon l'axe Z dans l'environnement à sonder. On observe également une forte exaltation du champ électrique atteignant plus de 1500 à proximité de l'interface multicouche/air. On peut tirer parti de cette caractéristique afin d'augmenter le taux d'excitation de molécules fluorescentes [210, 240] ou encore utiliser le fort gradient du champ électrique pour réaliser du piégeage optique de nanoparticules [241, 242].

2.2/ COUPLEUR À RÉSEAU DE DIFFRACTION

L'objectif est ici de coupler la lumière d'un mode de fibre à une onde de surface de Bloch. Les techniques de couplage disponibles sont :

- **Le couplage par prisme** voir la figure 2.7 (a). Il permet un accord de phase entre le vecteur d'onde k d'une onde incidente et un mode guidé. L'accord se fait en jouant sur l'angle d'incidence θ . C'est en utilisant cette technique que Kretschmann et Raether [243] ont proposé de coupler de la lumière à un plasmon de surface qui, comme l'onde de surface de Bloch est un mode de surface non-radiatif.
- **Le couplage par réseau de diffraction** voir la figure 2.7 (b). Il est utilisé en optique intégrée car il prend beaucoup moins de place qu'un prisme. Le principe est de coupler un des ordres diffractés du réseau au mode guidé [244]. C'est la

solution qui a été choisie pour notre plateforme car elle est compacte et permet de coupler de la lumière dans le mode guidé quel que soit l'angle d'incidence en jouant sur les paramètres géométriques du réseau.

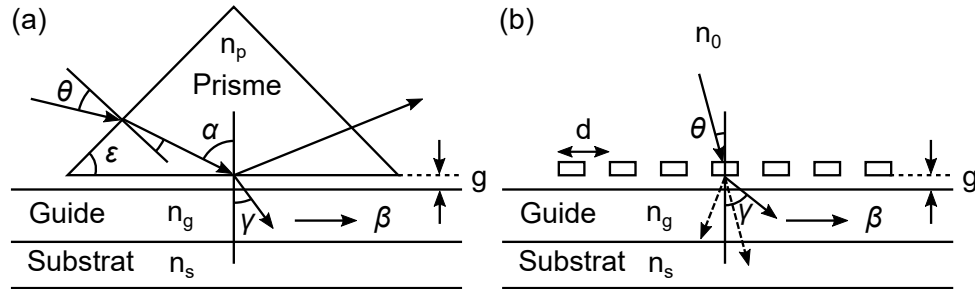


FIGURE 2.7 – (a) Couplage par prisme d'une onde en espace libre à un mode guidé. L'onde arrive avec un angle d'incidence θ sur le prisme (b) Couplage par réseau de diffraction d'une onde en espace libre à un mode guidé.

Le couplage de la lumière à un réseau de diffraction périodique est décrit par la formule suivante :

$$\beta = n_g \sin(\gamma) = n_0 \sin(\theta) + m \frac{\lambda}{d} \quad (2.8)$$

où n_0 est l'indice de réfraction du milieu incident, θ est l'angle de l'onde incidente, d est le pas du réseau, n_g est l'indice de réfraction du guide, γ l'angle de l'ordre diffracté couplé au mode de vecteur d'onde β , m est un entier relatif et λ la longueur d'onde de l'onde incidente.

Pour optimiser le couplage avec un réseau de diffraction, on peut jouer sur deux paramètres. La période d qui va modifier l'intervalle angulaire entre les ordres diffractés et l'angle d'incidence θ qui modifie l'inclinaison globale de ces derniers. Dans le cas de notre plateforme, l'onde incidente se propage perpendiculairement à la surface du multicouche (incidence normale, l'angle d'incidence θ vaut 0°). Ainsi, la configuration optique est parfaitement symétrique par rapport à la normale à la surface du système multicouche. Dans cette configuration, le réseau optimisé couplera autant de lumière à droite qu'à gauche, ce qui implique que la moitié de la lumière couplée sera perdue. La solution serait de pouvoir briser cette symétrie. Pour cela, on peut introduire un angle θ non-nul (difficile dans notre cas) ou bien définir un motif du réseau qui ne présente pas de symétrie axiale. Ainsi, en définissant judicieusement le motif, on peut coupler plus de lumière d'un côté du réseau que de l'autre. Ce type de réseaux à motifs asymétriques est dit blasé ou à échelle [245].

En théorie, si l'on souhaite utiliser un coupleur à réseau, il faut que ce dernier ne modifie pas ou peu l'environnement du mode optique que l'on souhaite coupler. Dans le cas où le réseau est distinct du guide d'onde comme sur les figures 2.7(b) et 2.8(a) et où la distance entre les deux structures g est suffisamment grande, cette condition est respectée. Cependant, en optique intégrée il est difficile de respecter cette condition, et bien souvent le réseau est directement gravé dans le guide d'onde. Dans ce cas, la structure guidante supporte deux modes avec des indices effectifs différents que l'on note n_{eff}^r pour la partie gravée du guide (réseau) et n_{eff}^s pour la partie non gravée du guide. On dit alors qu'il y a désadaptation d'impédance entre ces deux zones. Ce phénomène induit des pertes de couplage liées aux réflexions à l'interface réseau/guide. Ces pertes

peuvent être estimées à l'aide des coefficients de Fresnel. Dans le cas où l'onde a une incidence normale à l'interface réseau-guide (représenté par la ligne en pointillés sur la figure 2.8 (b)) on a :

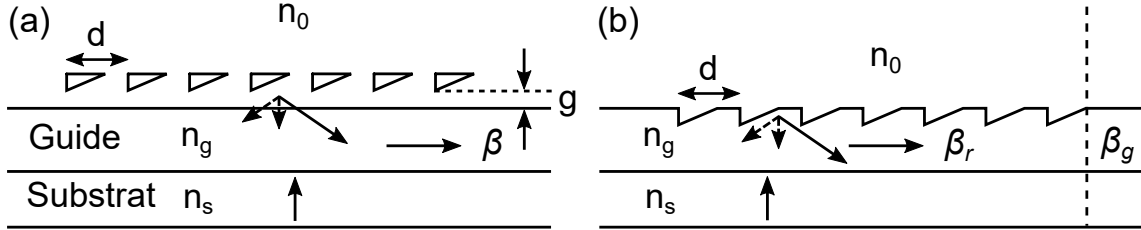


FIGURE 2.8 – (a) Configuration idéale d'un couplage par réseau de diffraction biaisé en réflexion.(b) Approche expérimentale, le réseau de diffraction est gravé dans le guide. Cette configuration n'est pas parfaite car elle perturbe localement le mode guidé.

$$R = \left| \frac{n_{eff}^g - n_{eff}^r}{n_{eff}^g + n_{eff}^r} \right|^2 \quad (2.9)$$

Un autre facteur à prendre en compte est la dimension finie du coupleur à réseau.

On décrit la transmission d'un réseau de diffraction fini de la manière suivante :

$$t(x, y) = \Pi\left(\frac{x}{L}\right)\Pi\left(\frac{y}{h}\right) \sum_{n=-\infty}^{\infty} \phi(x - nd) \quad (2.10)$$

où Π est la fonction porte définie comme

$$\forall x \in \mathbb{R} \quad \Pi(x) = \begin{cases} 1 & \text{si } -1/2 \leq x \leq 1/2 \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (2.11)$$

et $\phi(x)$ la fonction définissant le motif de base du réseau.

En utilisant l'optique de Fourier, on trouve que l'amplitude diffractée à l'infini s'écrit comme un produit de convolution entre la réponse d'un réseau infini et la réponse d'une fente rectangulaire :

$$f_{\infty}(\alpha, \beta) = \frac{\lambda \psi_0 e^{ikr}}{d ir} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \hat{\phi}\left(\frac{n}{d}\right) \left[\delta\left(\alpha - \left(\alpha_0 + n\frac{\lambda}{d}\right)\right) \delta(\beta) \right] * hL \left[\text{sinc}\left(\frac{\pi\alpha L}{\lambda}\right) \text{sinc}\left(\frac{\pi\beta h}{\lambda}\right) \right] \quad (2.12)$$

où α et β sont les fréquence spatiales, λ la longueur d'onde, ϕ_0 l'amplitude du champ incident, k le vecteur d'onde, r le vecteur position, n l'ordre de diffraction et δ la distribution de Dirac. Une fois les termes réarrangés on obtient :

$$f_{\infty}(\alpha, \beta) = \frac{hL\lambda\psi_0 e^{ikr}}{idr} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \hat{\phi}\left(\frac{n}{d}\right) \text{sinc}\left(\frac{\pi L}{\lambda} \left(\alpha - \alpha_0 - n\frac{\lambda}{d}\right)\right) \text{sinc}\left(\frac{\pi\beta h}{\lambda}\right) \quad (2.13)$$

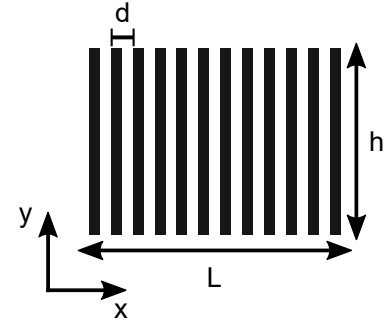


FIGURE 2.9 – Représentation d'un réseau de diffraction 2D fini de période d de dimension L selon l'axe x et h selon l'axe y .

On en déduit l'intensité diffractée qui est le module au carré de l'amplitude $I(\alpha, \beta) = |f_\infty(\alpha, \beta)|^2$:

$$I(\alpha, \beta) = \left(\frac{hL\lambda|\psi_0|}{idr} \right)^2 \left| \sum_{n=-\infty}^{\infty} \hat{\phi}\left(\frac{n}{d}\right) \text{sinc}\left(\frac{\pi L}{\lambda}\left(\alpha - \alpha_0 - n\frac{\lambda}{d}\right)\right) \text{sinc}\left(\frac{\pi\beta h}{\lambda}\right) \right|^2 \quad (2.14)$$

En posant $I_0 = \left(\frac{hL\lambda|\psi_0|}{idr}\right)^2$ et en faisant l'hypothèse que $L \gg d$:

$$I(\alpha, \beta) \approx I_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left| \hat{\phi}\left(\frac{n}{d}\right) \right|^2 \text{sinc}^2\left(\frac{\pi L}{\lambda}\left(\alpha - \alpha_0 - n\frac{\lambda}{d}\right)\right) \text{sinc}^2\left(\frac{\pi\beta h}{\lambda}\right) \quad (2.15)$$

Si on compare le diamètre du mode de fibre $D_{mf} \approx 8\mu\text{m}$ à la période du réseau d , qui est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde d'éclairage $\lambda_0 = 1.55\mu\text{m}$, on se rend compte que dans notre cas, l'hypothèse $L \gg d$ ne pourra pas être appliquée puisque le nombre de fentes éclairées N sera :

$$N = \frac{D_{mf}}{d} \approx 5. \quad (2.16)$$

Il faudra alors utiliser l'expression non-simplifiée 2.14 qui prend en compte le recouvrement entre les différents ordres de diffraction.

2.3/ MODÉLISATION NUMÉRIQUE PAR FDTD ET OPTIMISATION

Afin de modéliser le réseau de diffraction, j'ai choisi d'utiliser la méthode numérique FDTD. Comme nous l'avons déjà vu auparavant dans ce chapitre, cette méthode est particulièrement adaptée pour simuler la réponse optique de structures photoniques complexes. Deux étapes numériques sont nécessaires, à savoir, la modélisation théorique de notre plateforme et la réalisation de la simulation FDTD à proprement parler sur le modèle précédemment défini. Ces deux étapes ont été réalisées à l'aide d'un logiciel commercial distribué par la société Synopsys³. La modélisation des structures est mise en œuvre sur un logiciel spécifique de *conception assistée par ordinateur* (CAO) dans lequel on peut définir la géométrie et les indices optiques des éléments constitutifs. Le calcul des champs optiques dans la structure est réalisé dans l'espace direct et en fonction du temps à l'aide du simulateur FDTD "Fullwave" interfacé au logiciel de CAO. Dans un souci de gain de temps de calcul, les procédures de design et d'optimisation des multicouches diélectriques ont été réalisées avec la méthode FDTD bidimensionnelle (FDTD 2D).

Je commence par créer une librairie de matériaux dans laquelle je défini la dispersion du Nb₂O₅ et du SiO₂ sur la base du modèle de dispersion de RSoft et avec les valeurs des paramètres trouvées à la section 2.1.

Je réalise ensuite le modèle du multicouche optimisé. Pour cela, je commence par créer un fichier CAO qui contient une couche de Nb₂O₅ et de SiO₂ respectivement

3. Présentation du logiciel RSoft : <https://www.synopsys.com/photonic-solutions/rsoft-photonic-device-tools.html>

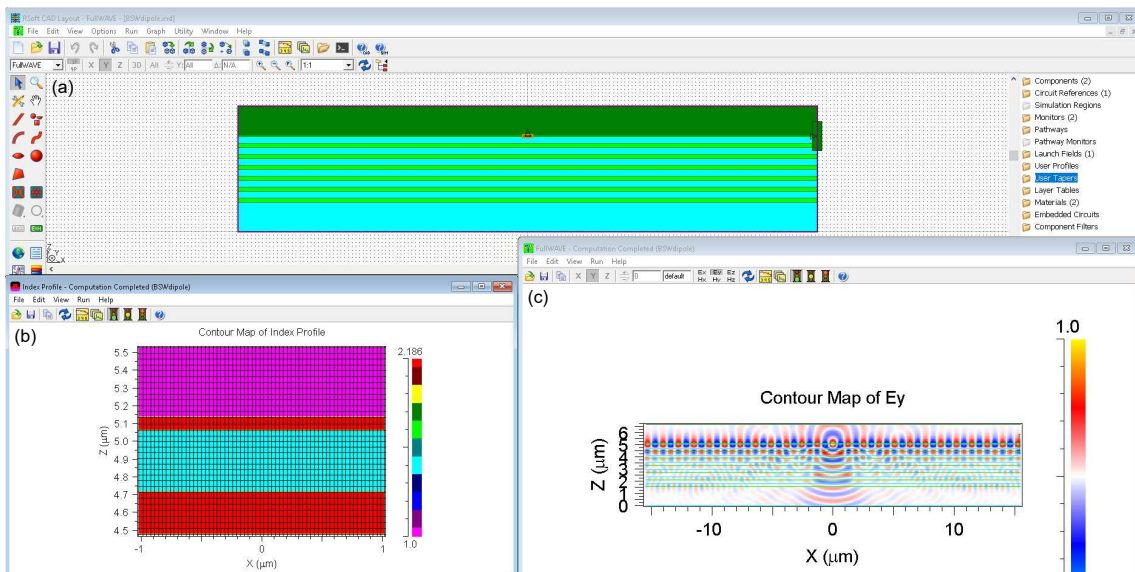


FIGURE 2.10 – (a) L'interface du logiciel RSoft permet de concevoir la structure photonique. (b) Une fois la conception finie on peut vérifier le profil d'indice ainsi que le maillage spatial de la structure. (c) RSoft communique ensuite le fichier CAO à Fullwave afin de réaliser la simulation FDTD.

d'épaisseur $d_1=240\text{nm}$ et $d_2=345\text{nm}$. Je crée un nouveau fichier CAO et j'utilise la fonction "Dynamic Array" de RSoft pour répéter 6 fois le motif précédemment défini. J'ajoute la couche de terminaison en Nb_2O_5 d'épaisseur $d_3=75\text{nm}$ et je définis une épaisseur de substrat et de superstrat égale à la longueur d'onde de fonctionnement $\lambda = 1.55\mu\text{m}$. Pour régler le pas spatial du maillage $\Delta(x, z)$, j'utilise une règle empirique qui se base sur la convergence des résultats numériques dans des milieux diélectriques. Cette dernière stipule qu'il faut un minimum de 10 à 20 cellules par longueur d'onde afin d'atteindre les conditions de stabilité de la FDTD [246]. Pour un maillage uniforme :

$$\Delta(x, z) \leq \min\left(\frac{\lambda_0}{16n(x, z)}\right) = \frac{\lambda_0}{16 \min(n(x, z))} \quad (2.17)$$

où λ_0 est la longueur d'onde dans le vide considérée dans la simulation et $n(x, z)$ l'indice optique. Dans notre cas, $\Delta(x, z) \approx 33 \text{ nm}$ ce qui équivaut à 16 cellules par longueur d'onde. Le maillage peut alors paraître grossier, par exemple au niveau de la dernière couche qui n'est définie que par deux cellules le long de l'axe Z. On serait alors tenté de diminuer la taille de $\Delta(x, z)$ pour augmenter la précision des résultats mais il faut garder à l'esprit que ce modèle numérique sera par la suite utilisé dans un processus d'optimisation impliquant des centaines voir des milliers d'itération. Il est donc capital que le temps de simulation soit le plus court possible tout en gardant un résultat proche de la réalité.

où L_x et L_z sont les tailles de la fenêtre de calcul respectivement selon l'axe X et l'axe Z.

Pour vérifier que le multicouche nouvellement créé supporte une onde de surface de Bloch, je l'illumine en utilisant une source dipolaire émettant à $\lambda = 1.55\mu\text{m}$ et polarisée TE. L'avantage d'une telle source est quelle rayonne dans quasiment toutes les directions, on parle de source ponctuelle omnidirectionnelle, ce qui maximise nos chances de satisfaire les conditions de couplage avec l'onde de surface de Bloch (source ponctuelle offrant une

	2D	3D
Mémoire requise	$\sim A \left(\frac{\lambda}{\Delta(x,z)} \right)^2$	$\sim V \left(\frac{\lambda}{\Delta(x,z)} \right)^3$
Temps de simulation	$\sim A \left(\frac{\lambda}{\Delta(x,z)} \right)^3$	$\sim V \left(\frac{\lambda}{\Delta(x,z)} \right)^4$

TABLE 2.5 – Pour un maillage uniforme avec un pas spatial $\Delta(x, z)$

large gamme de fréquences spatiales). La condition de couplage implique qu'au moins un des vecteurs d'ondes de la source soit égal au vecteur d'onde de l'onde de surface de Bloch k_{BSW} . Pour maximiser le recouvrement entre la distribution de champ du dipôle et de l'onde de surface de Bloch, je place ce dernier sur le maximum d'intensité de l'onde de surface de Bloch, c'est à dire au centre de la couche de terminaison. Si une onde de surface de Bloch existe elle sera excitée par le dipôle et on pourra la voir se propager le long de l'interface multicouche/air.

Comme on peut le voir sur la figure 2.10(c) la source dipolaire excite bien une onde de surface de Bloch. Une question subsiste toutefois : le système multicouche modélisé par FDTD est-il rigoureusement le même que celui modélisé par matrice S ? Par exemple, le maillage de l'échantillon propre à la FDTD peut induire un écart d'épaisseur des couches entre les deux modèles. Le cas échéant, la différence entre les ondes de surface de Bloch générées par les deux méthodes doit être suffisamment faible pour être négligeable selon nos critères. Pour y répondre, je vais comparer quantitativement les résultats obtenus avec la Matrice S avec ceux obtenus via la méthode FDTD. Cette démarche est essentielle afin de s'assurer de la cohérence des résultats de simulation. Pour cela, je mesure la longueur d'onde effective λ_{eff} du mode à différentes longueurs d'onde d'excitation λ_0 autour de $1.55\mu\text{m}$ pour en déduire son indice effectif $n_{eff} = \frac{\lambda_0}{\lambda_{eff}}$, et je superpose ces résultats au diagramme de dispersion du multicouche obtenu avec la matrice S.

Pour obtenir n_{eff} à partir des données fournies par la FDTD, je calcule d'abord la transformée de Fourier discrète (DFT) du champ électrique $\text{Re}(E_y(x))$ le long de l'interface multicouche/superstrat. Le spectre obtenu fait apparaître un pic dont la position nous donne une indication sur la valeur de n_{eff} . En effet, la position ν_{eff} du pic est une fréquence spatiale exprimée en μm^{-1} . Elle est liée à n_{eff} via l'équation :

$$n_{eff} = \lambda_0 \nu_{eff} \quad (2.18)$$

Cette méthode a toutefois ses limites. En analysant méticuleusement les données, on constate un effet de discrétisation sur n_{eff} lié à la résolution spectrale de la DFT. On sait que la résolution spectrale est donnée par :

$$\Delta_\nu = \frac{f_{ech}}{N} \quad (2.19)$$

où f_{ech} est la fréquence d'échantillonnage spatial de la fenêtre de calcul de la FDTD et N le nombre d'échantillons considérés dans la DFT. Ainsi, avec les données associées à la figure 2.12(c), je trouve $\Delta_\nu = \frac{f_{ech}}{N} \approx 0.03\mu\text{m}^{-1}$ soit une discrétisation de n_{eff} de $\Delta n_{eff} = \lambda_0 \Delta_\nu \approx 2.0 \times 10^{-2} \text{RIU}$. Pour palier à ce problème, on peut augmenter le nombre d'échantillons N en jouant sur la taille de la fenêtre de calcul au détriment d'un temps de calcul plus grand. On peut aussi affiner la valeur de λ_{eff} avec une deuxième étape de calcul qui consiste à ajuster une fonction sinusoïdale de la forme

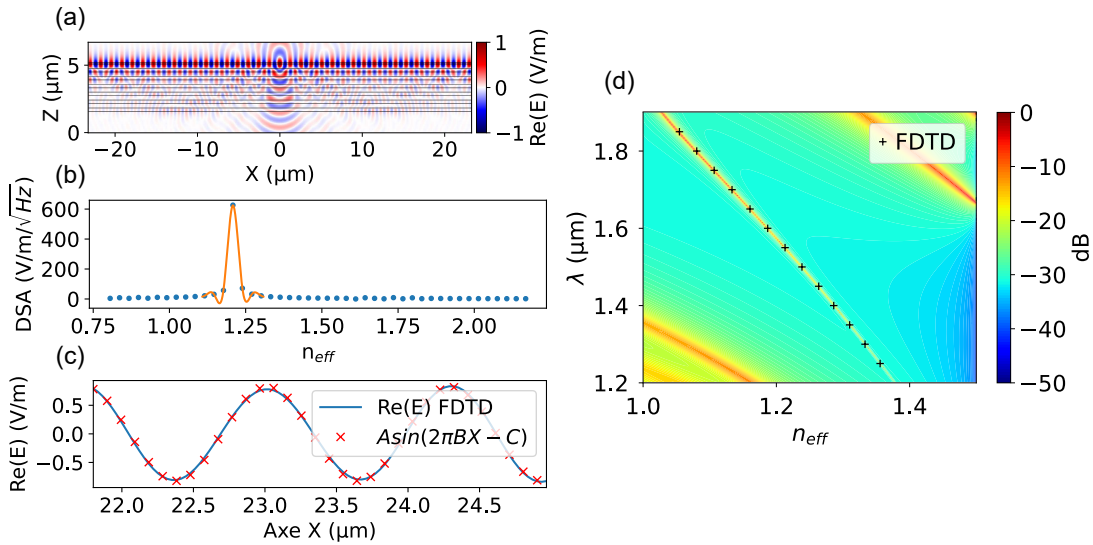


FIGURE 2.11 – (a) Excitation de l'onde de surface de Bloch par un dipôle orienté selon l'axe Y et rayonnant à $1.55\mu\text{m}$. (b) Spectre de $\text{Re}(E_y(x))$ à l'interface multicouche/superstrat en fonction de l'indice de réfraction $n(\nu_x) = \lambda_0\nu_x$ où ν_x est la fréquence spatiale selon l'axe x . La position du pic de densité spectrale d'amplitude (DSA) nous donne l'indice effective $n_{eff} = \frac{\lambda_0}{\lambda_{eff}}$ de l'onde de surface de Bloch. (c) Coupe de $\text{Re}(E_y(x))$ le long de l'axe X au niveau de l'interface multicouche/superstrat et adaptation d'une fonction sinusoïdale sur les données fournies par la FDTD. (d) Superposition des mesures faites via FDTD de n_{eff} avec la carte de dispersion calculée avec le matrice S.

$$\text{Re}(E_y(x)) = A * \sin(2\pi\nu_x * X - \phi_0) \quad (2.20)$$

décrivant le champs $\text{Re}(E_y(x))$ directement sur les valeurs de $\text{Re}(E_y(x))$ fournies par la FDTD. En faisant cela, on fait l'hypothèse que le champs électrique de l'onde de surface de Bloch peut être modélisé par une onde sinusoïdale dans et à l'extérieur de la fenêtre de calcul. L'algorithme d'ajustement n'étant pas sujet au problème de discrétisation lié à la DFT, on obtient une meilleur estimation de $n_{eff} = \lambda_0\nu_{eff}$. On peut estimer l'erreur de modélisation du champ $\text{Re}(E_y(x))$ en calculant l'écart-type des coefficients de notre modèle.

$$\vec{\sigma} = \sqrt{\text{diag}(\text{Cov}(\vec{X}))} \quad (2.21)$$

où $\vec{X} = (A \ B \ C)$.

Pour terminer cette étude, on calcule la différence entre les valeurs de n_{eff} obtenues par les deux méthodes numériques. On obtient une écart moyen $|n_{eff}^{MS} - n_{eff}^{FDTD}| = 7.1 \times 10^{-3}\text{RIU}$.

Maintenant que je sais que ces deux méthodes numériques donnent des résultats similaires concernant la dispersion du multicouche, je peux aborder la conception du réseau de diffraction. Je définis tout d'abord dans un fichier CAO dédié le motif élémentaire

du réseau sur la base d'un rectangle d'indice de réfraction $n_{sup} = 1.0$. Ce rectangle possède une hauteur h et sa largeur vaut da , avec d la période du réseau et $a \in [0, 1]$ le taux de remplissage. Je vais par la suite répéter N fois (voir Eq. 2.16) ce motif avec la fonction "Dynamic Array" du logiciel afin de définir le réseau gravé dans le cristal photonique 1D. Pour cela, je place la série de rectangles à l'interface multicouche/superstrat. L'objectif ici est d'optimiser le réseau pour maximiser le couplage entre le mode de fibre et l'onde de surface de Bloch en jouant sur les paramètres géométriques d , a et h . Pour cela, on adopte une démarche similaire à ce qui a été fait pour la conception du multicouche. On définit une fonction de coût à partir des calculs réalisés par FDTD et on utilise un algorithme d'optimisation pour la minimiser. On souhaite ici maximiser le couplage entre le mode fondamental d'une fibre optique (dont le profil de champ à proximité du réseau est ici approximé par le waist d'un faisceau gaussien) et l'onde de surface de Bloch. Le logiciel RSoft intègre une fonctionnalité appelée "monitor" nous permettant de mesurer sur une surface les différentes composantes vectorielles des champs électriques et magnétiques. On utilise cette fonctionnalité afin de mesurer la puissance optique sortante P_s transmise à travers la surface située en bord de fenêtre et matérialisée par le rectangle vert sur le côté droit de la figure 2.12(c). En faisant le rapport avec la puissance optique entrante P_e on obtient une métrique qui se rapproche du coefficient de couplage faisceau gaussien/onde de surface de Bloch.

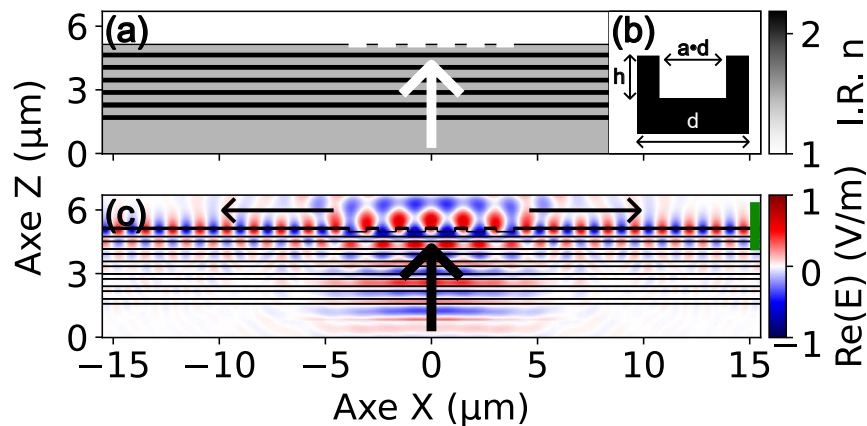


FIGURE 2.12 – (a) Profil d'indice de réfraction n faisant apparaître la gravure du réseau à l'interface multicouche/superstrat.(b) Motif élémentaire du réseau avec ses paramètres géométriques associés.(c) Distribution de champs électrique $\text{Re}(E_y(x, z))$ dans le multicouche nanostructuré présenté en (a) lorsque celui-ci est illuminé par un faisceau gaussien via le substrat. Le waist du faisceau gaussien est localisé juste au dessus du multicouche et centré par rapport au réseau. Ce résultat est obtenu par la méthode FDTD bidimensionnelle.

On définit alors la fonction de coût de la façon suivante :

$$f_c(d, a, h) = \frac{P_s}{P_e} \quad (2.22)$$

La première étape consiste à réaliser un balayage grossier de la fonction de coût f_c dans l'espace des paramètres (d, a, h) afin de choisir l'algorithme d'optimisation le plus adapté. Comme il est difficile de représenter f_c dans un espace à trois dimensions, on

choisit de réaliser 3 balayages en fixant à chaque fois un des trois paramètres avec une valeur moyenne.

	min	max	moy
d (μm)	1.0	2.0	1.5
a	0	1	0.5
h (μm)	0	3.585	1.7925

TABLE 2.6 – Plages de balayage des paramètres géométriques du réseau de diffraction.

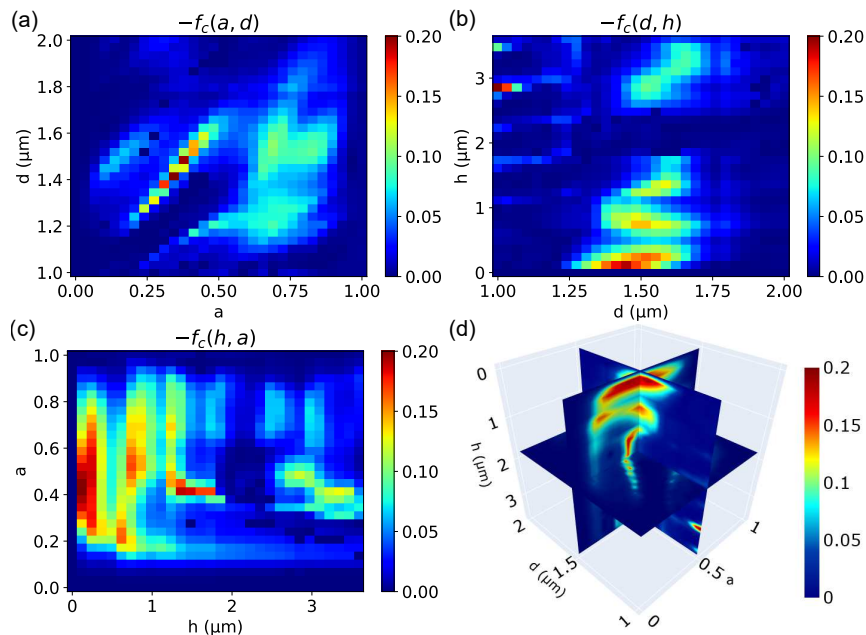


FIGURE 2.13 – (a-c) Représentation de $f_c(a, d)$ avec $h=1.7925\mu\text{m}$, $f_c(d, h)$ avec $a=0.5$ et $f_c(h, a)$ avec $d=1.5\mu\text{m}$. (d) Visualisation en 3D des différents balayages.

On obtient alors trois coupes que l'on peut assembler pour avoir une idée de la représentation en trois dimensions de la fonction de coût. On constate que f_c présente de nombreux minima locaux, elle est donc non-convexe. Dans ce cas de figure un algorithme d'optimisation globale type *Differential Evolution* ou *Genetic Algorithm* est particulièrement adapté. Le balayage de la fonction de coût nous informe également que la meilleure réponse est obtenue pour de petites valeurs de h , un taux de remplissage a proche de 0.45 et une période d du réseau proche de la longueur d'onde de fonctionnement. Il faudra être particulièrement vigilant sur ce dernier point, car une période d proche de la longueur d'onde d'éclairage λ_0 nous rapproche de l'anomalie de Wood-Rayleigh. C'est donc tout naturellement que l'on concentrera notre recherche d'optimum dans la région décrite précédemment. Les résultats nous permettent également d'anticiper la robustesse des propriétés optiques des structures à de petits écarts de leurs paramètres géométriques. On constate une bonne tolérance à de légers défauts de fabrication portant sur les couples de paramètres a, h et h, d . En revanche, de légers défauts de fabrication portant sur le couple de paramètres a et d auront un impact beaucoup plus prononcé sur les propriétés des structures.

Avec un réseau simple (symétrique), environ 20% de la lumière incidente est couplée aux ondes de surface de Bloch se propageant de part et d'autre de la structure

diffRACTANTE. La moitié de la lumière couplée sera donc perdue pour notre application. Pour palier à ce problème, il est nécessaire de briser la symétrie du réseau. Nous l'avons vu plus haut, la solution proposée est de modifier le motif élémentaire pour que ce dernier ne soit plus symétrique par rapport à l'axe du faisceau incident et favoriser ainsi le couplage dans une seule direction. On passe alors d'un motif rectangulaire à un motif en dent de scie. Ce type de réseau est dit blasé ou à échelettes (cf. Fig. 2.8).

Pour palier à la désadaptation d'impédance liée à la gravure du réseau dans la structure photonique, on peut rajouter une sur-couche de Nb_2O_5 au niveau du réseau [247]. Cette sur-couche (ou surépaisseur) a pour effet d'augmenter l'indice effectif n_{eff} de l'onde de surface de Bloch présente dans le réseau. Cette surépaisseur est à ajuster de sorte à ce que les indices effectifs des ondes de surface de Bloch à l'intérieur et à l'extérieur de la zone du réseau soient identiques, ce qui minimise les pertes par réflexion aux bords du réseau. Cette technique, bien que donnant des résultats intéressants, reste difficile à mettre en œuvre expérimentalement sur des plateformes en bout de fibre optique. L'étude restera donc purement théorique.

Après optimisation, l'algorithme trouve le design suivant :

	a	d (μm)	h (μm)	d_4 (μm)	f_c
Réseau simple	0.4417	1.4545	0.124	x	-0.2080032
Réseau blasé	0.6258	1.4736	0.370	x	-0.3063958
Réseau blasé + couche d'adaptation	0.6451	1.4177	0.350	0.0943	-0.3555443

TABLE 2.7 – Paramètres géométriques du réseau optimisé.

2.4/ FABRICATION DU MULTICOUCHE

Afin de réaliser le multicouche, nous avons le choix entre plusieurs techniques de dépôt de couches minces. Dans cette section nous les présenterons de manière succincte avant de nous intéresser plus en détail à la technique employée durant cette thèse.

Historiquement, les premiers dépôts de couches minces sous vide remontent au milieu du 19ème siècle. À cette époque, Sir William Robert Grove travaille sur la nature de l'ionisation. Dans son article intitulé *On the Electro-Chemical Polarity of Gases* publié en 1852 [248] W.R. Grove est le premier à démontrer le phénomène de dépôt par pulvérisation. Ses travaux seront repris par Michael Faraday en 1854 qui rapportera le dépôt de films par pulvérisation dans un tube à décharge lumineuse.

2.4.1/ DÉPOT PAR PULVÉRISATION

Cette technique, aujourd'hui appelée pulvérisation cathodique ou *sputtering* en anglais, est largement employée pour réaliser des couches minces destinées à un large panel d'applications incluant le domaine de l'optique (fabrication de miroir dichroïques, couches anti-reflet, etc.). Elle consiste à appliquer un potentiel électrique à une cible composée du matériau à déposer, afin de la charger négativement. Le tout est placé dans une chambre à vide dans laquelle on injecte une faible quantité de gaz noble, généralement de l'argon (Ar). Le plasma qui en résulte est principalement composé d'ions Ar^+

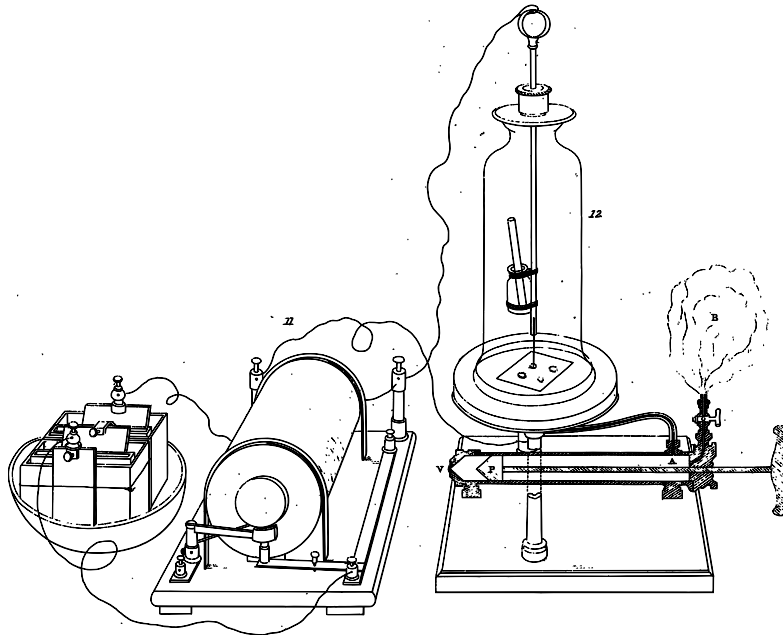


FIGURE 2.14 – Schéma de l'appareil de pulvérisation de Grove. On y voit de gauche à droite, l'alimentation haute-tension composée d'une batterie et d'une bobine (11), la chambre à vide (12) dans laquelle se trouve les deux électrodes en argent permettant l'ionisation du gaz et enfin la pompe permettant de faire le vide.

et d'électrons. Ces derniers sont accélérés vers la cible et entrent en collision avec elle. La quantité de mouvement communiquée arrache des atomes à la cible sous forme de particules neutres qui vont ensuite se déposer en couche mince sur le substrat. Il existe de nombreuses variantes de cette technique qui sont résumées dans la liste suivante :

1. La pulvérisation cathodique magnétron
2. La pulvérisation cathodique triode
3. La pulvérisation par faisceau d'ions
4. Le dépôt assisté par canon à ion
5. La pulvérisation réactive

L'emploi du magnétron permet de piéger les électrons afin d'augmenter le nombre de collisions ionisantes avec l'argon au plus proche de la cible. Les nouveaux ions Ar^+ créés sont eux aussi piégés par le champ magnétique et finissent par rentrer en collision avec la cible. Les atomes arrachés à la cible étant neutres, ils ne sont pas affectés par le champ magnétique. En conséquence, on observe une augmentation de la vitesse de dépôt. Pour augmenter encore plus la vitesse de dépôt, il est possible d'ajouter un filament chaud dans la chambre à vide qui joue le rôle de troisième électrode. Le but est d'alimenter le plasma en électrons additionnels grâce au principe d'émission thermo-ionique, pour augmenter l'ionisation du gaz porteur.

Les techniques présentées ci-avant ne peuvent fonctionner qu'avec des cibles conductrices car il est nécessaire de pouvoir évacuer les charges électriques afin d'éviter une accumulation en surface. Pour palier à ce problème, la technique de dépôt par pulvérisation par faisceau d'ions a été proposée. Elle consiste à bombarder la cible avec

un faisceau d'atomes neutres généré la plupart du temps par une source ionique de Kaufman. Les particules qui arrivent sur la cible étant neutres électriquement, il n'y a pas d'accumulation de charges et des cibles isolantes peuvent ainsi être employées. La gamme de matériaux à déposer peut ainsi être élargie aux diélectriques. Il est également possible d'utiliser la source ionique afin de bombarder le substrat. Cette technique appelée dépôt assisté par canon à ions permet de s'assurer de l'adhérence du dépôt. Les atomes faiblement liés au substrat seront chassés par le faisceau d'ions. Elle crée également une transition entre le substrat et le matériau déposé et limite les contraintes interne du dépôt.

Enfin, pour la réalisation de couches céramiques, on utilise la pulvérisation réactive qui consiste à introduire dans la chambre à vide de l'azote ou de l'oxygène qui, au contact d'atomes métalliques, vont former respectivement des nitrures ou des oxydes.

2.4.2/ DÉPÔT PAR ÉVAPORATION

La technique de dépôt par évaporation thermique sous vide est rapportée pour la première fois dans un brevet déposé par Thomas Edison en 1884 et est mise en pratique par R. Nahrwold en 1887 [249]. Le principe consiste à faire évaporer le matériau à déposer à l'aide d'une source de chaleur, les vapeurs créées vont alors se condenser à l'état solide sur le substrat. Pour chauffer ce matériau, différentes sources de chaleur peuvent être utilisées. Communément, un creuset dans lequel on a déposé le matériau à déposer est chauffé par effet Joule à l'aide d'un filament électrique. On peut également utiliser un faisceau d'électrons pour bombarder le matériau à déposer pour le vaporiser.

2.4.3/ DÉPÔT PAR TECHNIQUE ALD

Le dépôt de couche atomique ou *atomic layer deposition* (ALD) en anglais et une technique développée indépendamment sous deux noms différents en union soviétique en 1960 et en Finlande en 1974 [250]. Elle fait partie de la famille des dépôts chimiques en phase vapeur ou *chemical vapour deposition* en anglais (CVD). Le principe repose sur la réaction entre deux gaz appelés précurseurs. Ces gaz sont injectés dans le réacteur de manière séquentielle. Le premier gaz précurseur injecté se fixe à la surface du substrat pour former une monocouche moléculaire. Il est ensuite évacué et on injecte le deuxième précurseur qui réagit avec la couche moléculaire précédemment créée. Il s'ensuit la création d'une couche mono-moléculaire du matériau souhaité qui adhère à la surface. Ces étapes forment un cycle. Pour donner un ordre d'idée, si on considère le dépôt d' Al_2O_3 qui a un taux de croissance de 0.1nm/cycle [251], il faudra compter plusieurs milliers de cycles afin d'obtenir l'épaisseur de couche souhaitée pour notre application.

C'est cette technique de dépôt que nous avons envisagé d'utiliser au début de ma thèse. Sa précision en termes d'épaisseur de dépôt en faisait la parfaite candidate pour notre application. Cette décision avait été prise suite aux précédents travaux réalisés à l'institut FEMTO-ST sur les ondes de surface de Bloch durant la thèse de T. Kovalevich[253] dans laquelle des multicouches avaient été réalisés par ALD. Cependant, contrairement aux travaux de T. Kovalevich où le dépôt avait été réalisé sur substrat plan, on doit dans notre cas le réaliser sur fibre optique. À priori, cela ne devait pas poser problème puisque des dépôt sur fibre avait déjà été réalisés par notre partenaire académique [254]. Nous avons donc contacté notre partenaire académique en juin 2019

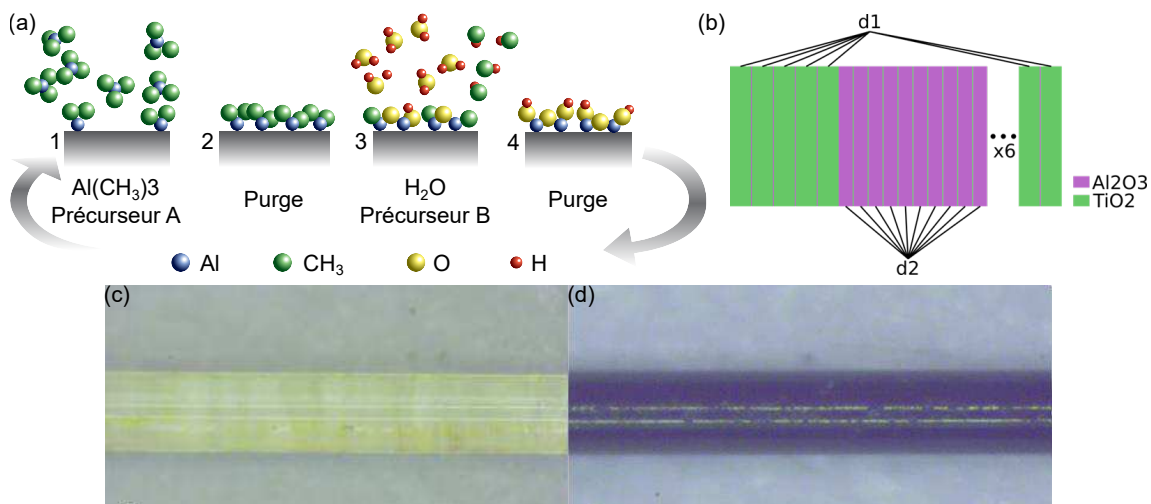


FIGURE 2.15 – (a) Description d'un cycle ALD pour le dépôt d'une couche d' Al_2O_3 . (1) On introduit le précurseur A dans la chambre qui réagit avec la surface du substrat. (2) On chasse le précurseur A. (3) On introduit le précurseur B qui réagit avec le précurseur A à la surface du substrat. (4) On chasse le précurseur B. (b) Profil d'un multicouche déposé par ALD en Finlande $[6x[4x[d1 \text{ ds}] d1 \ 9x[d2 \text{ ds}] d2] [d1 \ \text{ds} \ d1]]$ avec $\text{ds}=2\text{nm}$, $d1=45\text{nm}$ et $d2=30\text{nm}$. Fibre optique avec revêtement acrylate (c) avant et (d) après 30 jours d'exposition dans un four à 240°C [252]. On observe un changement de couleur du revêtement dû au phénomène de pyrolyse.

et avons convenu d'un multicouche de TiO_2 et Al_2O_3 à déposer sur fibre. Cependant, en réalisant des tests préliminaires, nous avons rencontré deux problèmes majeurs :

1. Les contraintes dans les couches de matériaux déposés engendraient une délamination des couches. Pour palier à ce problème, nous avons subdivisé les couches de matériaux en sous-couches de 50nm d'épaisseur en alternant avec des couches tampon du second matériau de 2nm d'épaisseur. Le design obtenu est présenté dans la figure 2.15(b). Malheureusement, cela n'a pas été concluant et afin de régler ce problème, la température de dépôt qui était initialement de 120°C a dû être revue à la hausse pour atteindre 300°C . Ces tests préliminaires ont été réalisés sur substrat plan (lame couvre-objet)
2. Il alors fallu vérifier si la fibre optique pouvait supporter une température de 300°C . Pour cela nous avons réalisé un test en étuve en plaçant plusieurs bout de fibre monocœur SMF28 à 300°C pendant une dizaine d'heures. Nous avons constaté que le revêtement en acrylate qui entourait la fibre avait changé de couleur passant de transparent à brun, trahissant un phénomène de pyrolyse (voir figure 2.15(c,d)). En conséquence, la fibre était devenue extrêmement fragile et cassante. Pour régler le problème, nous aurions pu dénuder l'intégralité de la fibre mais cela n'était pas possible pour les fibres multicœurs sur lesquelles nous souhaitons réaliser le dépôt, nous avons convenu que ce n'était pas une solution viable.

Nous avons ainsi décidé de faire appel à un autre partenaire, industriel cette fois ci. SEDI-ATI est une entreprise spécialisée dans la fabrication de solutions clés-en-main à base de fibre optique. L'entreprise dispose du savoir-faire pour le dépôt par évaporation sur fibre optique et peut déposer entre autre du TiO_2 , de l' Al_2O_3 et du SiO_2 . En octobre 2019, nous leur avons fourni un cahier-des-charges décrivant nos attentes. Cependant,

cette époque, l'entreprise venait d'entreprendre le changement de leur bâti de dépôt, une opération qui devait durer plusieurs mois et qui, suite au confinement dû à la pandémie de COVID, a repoussé les tests à avril 2020.

En novembre 2019 suite à l'indisponibilité des bûts de dépôt de SEDI-ATI, nous avons en parallèle fait appel à un troisième partenaire. La plateforme SURFACE de l'institut FEMTO-ST dispose d'une dizaine de machines de dépôt qui utilisent la technique de la pulvérisation. Pour réaliser le dépôt, nous avons utilisé la machine *ALCATEL SCM650* capable de déposer les matériaux souhaités. En janvier 2020, nous avons réalisé un premier dépôt de multicouche ($6 \times (\text{TiO}_2(215\text{nm})/\text{SiO}_2(285\text{nm}))+\text{TiO}_2(80\text{nm})$) sur fibre. Pour l'occasion nous avons conçu et fabriqué un support modulable en aluminium pour y placer nos échantillons (fibres, férules et lames de verre). Ce dernier se compose de trois modules qui viennent se fixer en périphérie d'un disque, de manière à ce que les échantillons se trouvent dans la couronne de dépôt homogène de diamètre 30cm. Avec une vitesse de dépôt d'environ 80 nm/h pour le TiO_2 et 340 nm/h pour le SiO_2 le dépôt aura durée une vingtaine d'heures. Une fois la fabrication terminée nous avons essayé d'exciter l'onde de surface de Bloch du multicouche déposé sur lame de verre à l'aide du banc de couplage optique en configuration Kretschmann, malheureusement sans succès. Afin d'y voir plus clair, nous avons creusé le multicouche au FIB et imagé sa tranche au microscope électronique à balayage (MEB). En analysant l'image MEB de la figure 2.16(c), on constate deux défauts qui peuvent expliquer l'absence d'onde de surface de Bloch :

1. L'épaisseur des couches n'est pas respectée : Les couches de TiO_2 et de SiO_2 sont en moyenne respectivement 5% et 20% trop épaisses. On constate également une augmentation notable de la sur-épaisseur au fil du dépôt pour les couches de SiO_2 , passant de 313nm pour la première couche à 369nm pour la dernière. Au final, le multicouche est 400nm trop épais.
2. Les couches présentent une rugosité de surface qui a tendance à s'amplifier au fur et à mesure du dépôt. Cette rugosité diffracte l'onde de surface, ce qui augmente fortement les pertes radiatives de l'onde de surface.

Ce résultat n'étant pas concluant et les problèmes étant intrinsèques à la machine utilisée il a été décidé d'abandonner cette solution.

En avril 2020, suite au déconfinement, nous avons repris contact avec l'entreprise SEDI-ATI afin de réaliser les tests préliminaires de dépôt. Cependant, suite au retard de commande accumulé par l'entreprise, nous avons dû patienter quelques mois supplémentaires. Les tests de dépôt consistaient à empiler une couche de TiO_2 et de SiO_2 de 300nm d'épaisseur chacune sur un substrat de verre plan et de nous les envoyer afin que l'on puisse contrôler leur épaisseur géométrique et leur réponse optique.

Ces tests ont permis de révéler que le dépôt de TiO_2 n'était pas conforme à notre demande car trop épais de 190nm, là où la tolérance demandée était de $\pm 10\text{nm}$. En revanche, le dépôt de SiO_2 était lui parfaitement maîtrisé avec une épaisseur de couche respectant la tolérance souhaitée. Nous avons également pu constater que la technique de dépôt par évaporation permet une plus faible rugosité de surface. C'est pour ces raisons que nous avons choisi de poursuivre les discussions avec l'entreprise et convenir d'un design de multicouche à déposer sur verre témoin. En octobre 2020 SEDI-ATI nous communique le spectre en transmittance mesurée du multicouche révélant un décalage vers le bleu par rapport au spectre souhaité. L'entreprise explique ce décalage par la différence entre l'indice optique du TiO_2 modélisé et celui qui est déposé.

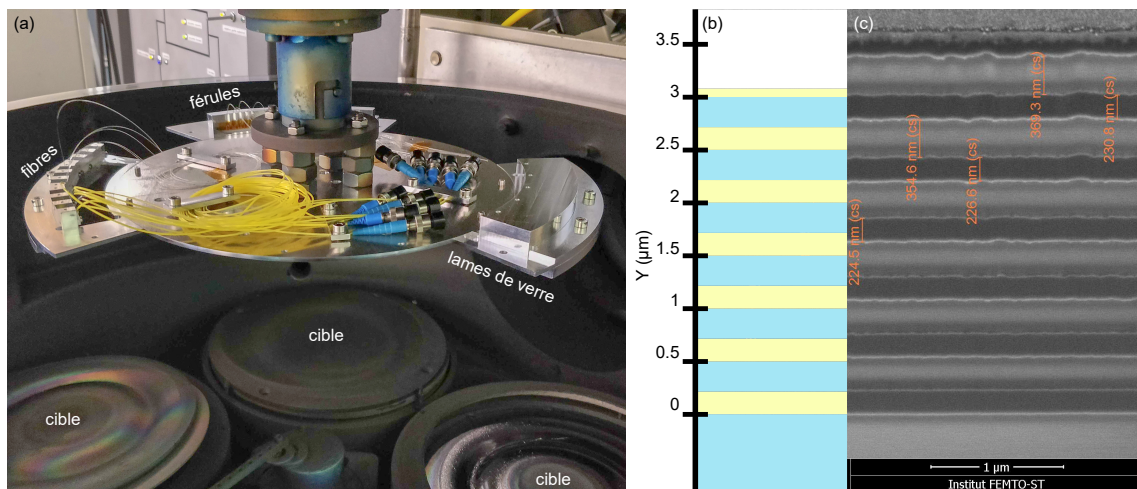


FIGURE 2.16 – (a) Photographie des échantillons : fibres, férules et lames de verre installés sur leur support. On peut voir dans le bas de l'image trois des quatre cibles installées dans la machine de dépôt. (b) Profil souhaité du multicouche $[6*(\text{TiO}_2(215\text{nm})/\text{SiO}_2(285\text{nm}))+\text{TiO}_2(80\text{nm})]$ avec le TiO_2 en jaune et le SiO_2 en bleu. (c) Image MEB de la tranche du multicouche déposé par pulvérisation.

En mai 2020 paraissait dans la revue *Physical Review Applied* un article dans lequel des chercheurs de l'institut FRESNEL démontraient leur capacité à fabriquer des multicouches supportant une onde de surface de Bloch dans l'infrarouge proche et dont la réponse optique expérimentale était très proche de celle attendue [230]. L'équipe annonçait que l'erreur moyenne sur l'épaisseur de chaque couche de l'empilement était inférieure à 0,5 %. Bien que le partenariat avec SEDI-ATI semblait prometteur, nous avons tout de même contacté l'institut FRESNEL en octobre 2020 pour leur proposer un partenariat afin de maximiser nos chances de réussite.

L'Institut Fresnel dispose d'une salle blanche de 250m² de classe ISO7 (10.000 FS 209) équipée de plusieurs machines de dépôt de couches minces (évaporation et pulvérisation) et d'instruments de caractérisation (spectrophotométrie, profilométrie, microscopie optique en champ proche, etc.). L'équipe RCMO a utilisé la technique de l'évaporation par canons à électrons assistée par plasma afin de fabriquer les échantillons présentés dans leur article[230]. Ils peuvent ainsi déposer aussi bien des métaux que des oxydes.

La machine de dépôt *Bühler SYRUSpro 710* est équipée de deux canons à électrons afin de pouvoir faire évaporer deux matériaux différents parmi lesquels on trouve le SiO_2 , Nb_2O_5 , TiO_2 , HfO_2 , As_2S_3 , GST, Sb_2Te_3 , Sb_2Se_3 , Ag, Al, Au, Cu, Ti, etc. Elle dispose également d'une source plasma pour réaliser un dépôt assisté par canon à ions. Un des atouts majeurs de cette machine réside dans son contrôle *in-situ* et en temps réel du dépôt, là où la plupart des machines contrôlent l'avancée du dépôt via la mesure de la masse de matériau déposée à l'aide d'une microbalance à quartz. Le système *Bühler SYRUSpro 710* utilise un dispositif optique interférométrique monochromatique qui mesure en temps réel la transmittance du dépôt. Ce dispositif est associé au logiciel de contrôle OMS 5000 développé par la société Bühler Leybold Optics. Cette mesure de transmittance T est liée à l'épaisseur optique $d_{opt} = d_{geo}n$ (n étant l'indice de réfraction de la couche) là où avec une microbalance à quartz la mesure de la masse m nous renseigne sur l'épaisseur géométrique d_{geo} . Cette différence notable permet de prendre en compte les possibles variations de l'indice optique n des matériaux déposés, assurant *in-fine* la

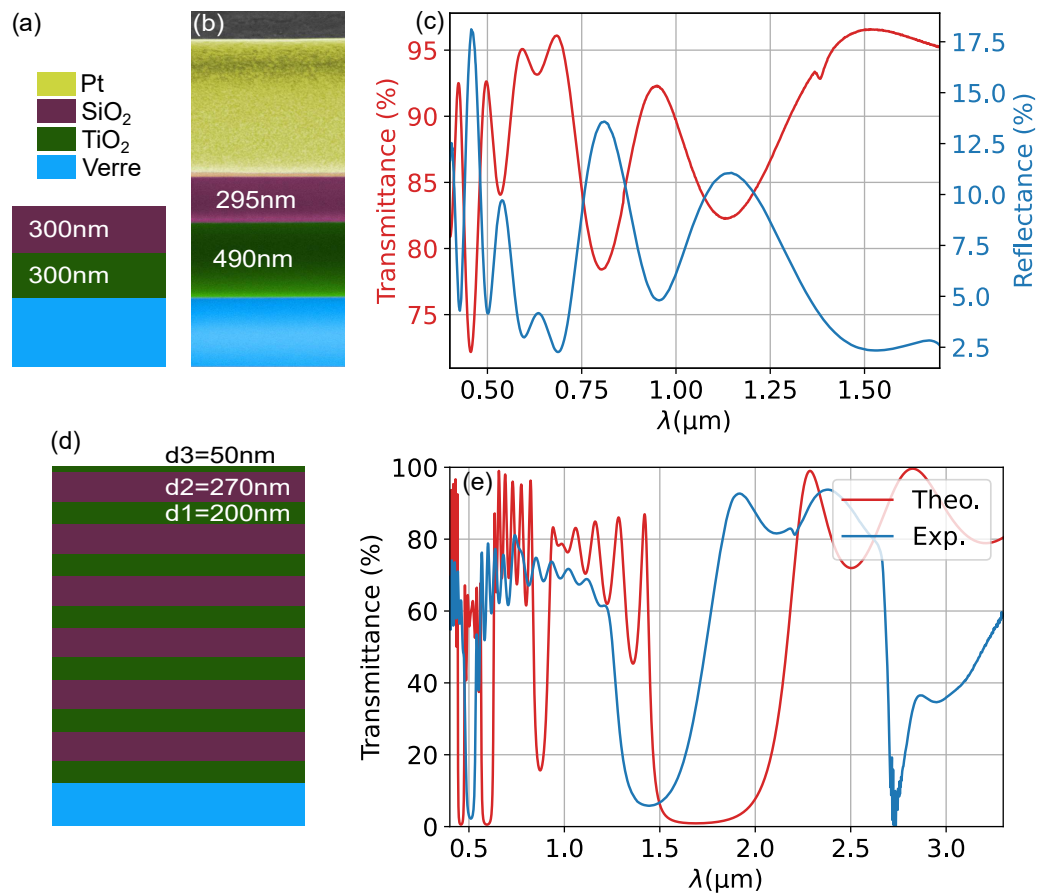


FIGURE 2.17 – (a) Dépôt pour tests préliminaires constitué d'un empilement de deux couches de 300nm de TiO_2 et SiO_2 sur substrat de verre plan. (b) Image au microscope électronique à balayage de la tranche du dépôt révélant la couche de TiO_2 en vert et la couche de SiO_2 en violet. (c) Spectre en transmittance en rouge mesuré à l'aide du spectromètre Lambda 950 de chez Perkin-Elmer et en réflectance en bleu mesuré à l'aide du spectromètre Filmetrics F50 EXR. (d) Multicouche commandé à l'entreprise SEDI-ATI et déposé sur verre témoin [$6 \times (\text{TiO}_2(d1)/\text{SiO}_2(d2)) + \text{TiO}_2(d3)$]. (e) Comparaison entre le spectre théorique souhaité et expérimental mesuré à l'aide du spectromètre Lambda 950 de chez Perkin-Elmer.

réponse optique de la structure définie en amont.

Sur la figure 2.18(a), on peut distinguer en haut, le plateau rotatif qui accueille les substrats. Habituellement, on y place des wafers de diamètre 100 mm, mais nous souhaitons ici réaliser le dépôt sur la section d'une fibre optique. Il est donc nécessaire de concevoir un support nous permettant d'exposer la clive des fibres. Pour cela, nous avons conçu et fabriqué une pièce en aluminium qui ressemble à un bouchon évidé de diamètre 100 mm dans lequel on dispose deux supports de fibres et férules et autour duquel on peut enrouler les fibres. Les deux supports sont amovibles pour faciliter le placement des fibres. Chaque fibre est dénudée sur plusieurs centimètres avant d'être placée dans une des rainures du support et contrainte par une plaque en téflon.

Le bouchon est ensuite placé dans le porte-échantillon de la machine de dépôt. À noter qu'il faut faire particulièrement attention à la hauteur des fibres. La clive doit se trouver dans le même plan que la surface des wafers habituellement utilisés pour les

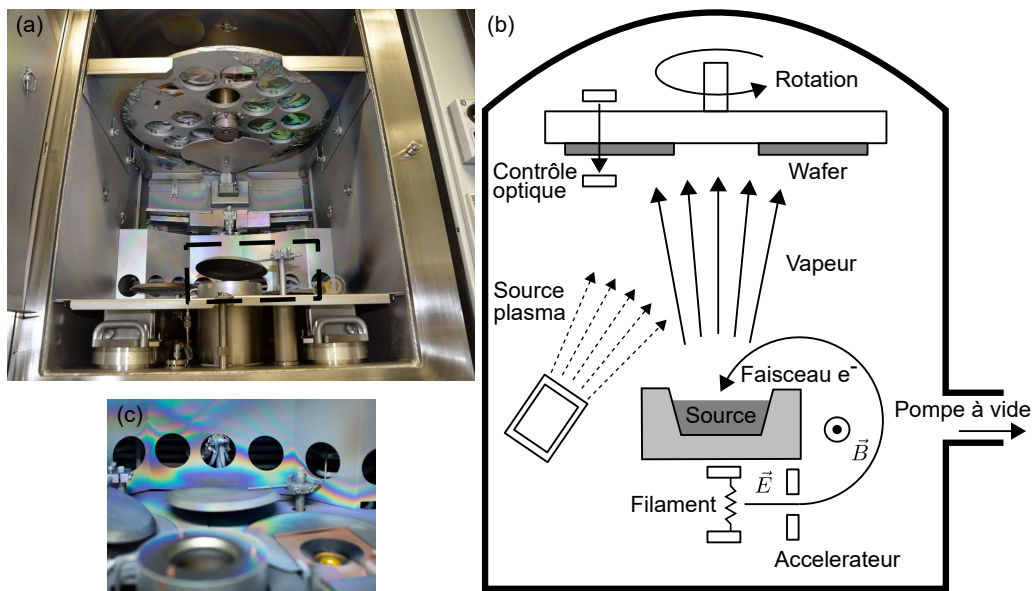


FIGURE 2.18 – (a) Photographie de l'intérieur de la chambre de dépôt de la machine de dépôt Bühler SYRUSpro 710. (b) Schéma présentant le principe de l'évaporation par canon à électrons assistée par plasma. (c) Zoom sur la source plasma et un des deux creusets recevant un des matériaux sources à déposer.

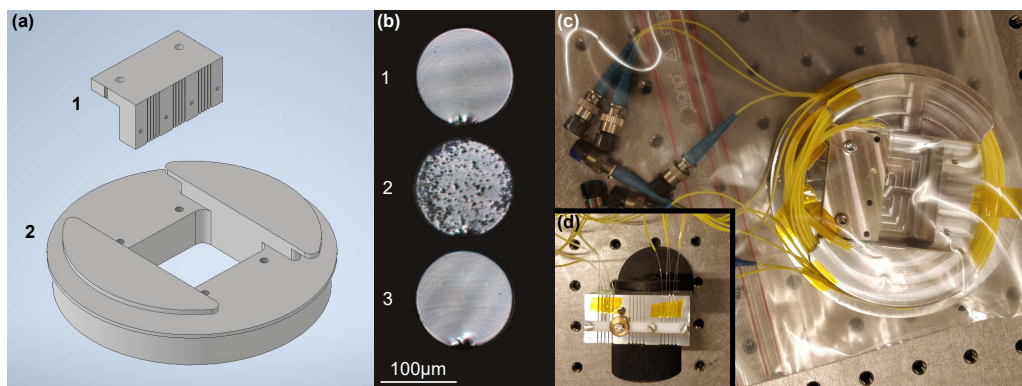


FIGURE 2.19 – (a) Vue du bouchon (2) et du support de fibres (1) dans le logiciel de conception assistée par ordinateur Autodesk Inventor. (b) Image au microscope optique de la section d'une fibre multicœur (1) juste après l'opération de clivage, (2) après avoir sali intentionnellement la fibre et (3) après l'opération de nettoyage (bain à ultrasons d'éthanol, puis d'eau déminéralisée). (c) Photographie du bouchon une fois les 10 fibres multicœurs installées. (d) Mise en place des fibres clivées sur leur support usiné en aluminium.

dépôts, afin d'assurer l'uniformité et la qualité du dépôt. Le dépôt aura une durée d'une dizaine d'heures.

Bien que la mesure des épaisseurs des couches de SiO₂ par image MEB révèle une sur-épaisseur moyenne de 34 nm (cf. Figs 2.20(b) et (c)), la réponse optique de la structure présente une erreur moyenne de la transmittance de 2.08 % sur l'ensemble du spectre du moyen infrarouge (Fig. 2.20). Notons également sur les images MEB le très bon état de surface (très faible rugosité) des couches déposées.

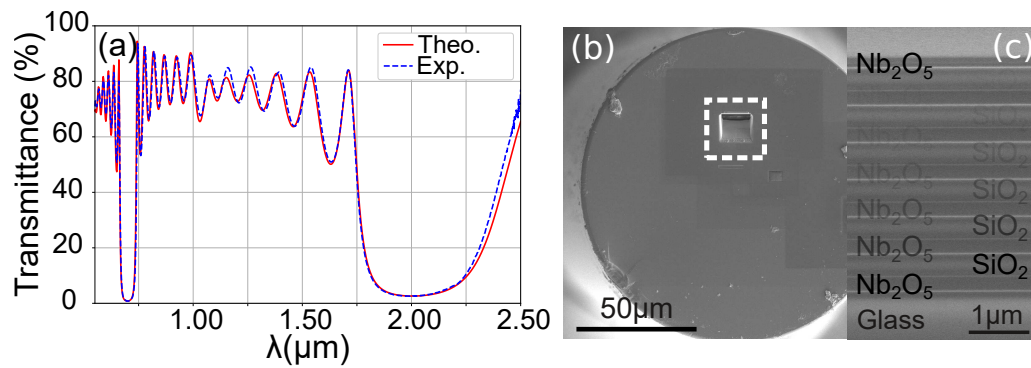


FIGURE 2.20 – (a) Spectres en transmittance théorique et expérimental à incidence normale du multicouche $\text{Nb}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$ déposé sur substrat de verre à l'institut FRESNEL.(b) Image MEB du multicouche sur fibre optique multicœur.(c) Vue latérale de l'empilement multicouche. Une cuvette est creusée par FIB dans le multicouche (correspondant au carré blanc en (b)) et l'une de ses parois latérales est imagée par MEB.

2.5/ CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons présenté la conception et la fabrication de cristaux photoniques 1D, supports d'onde de surface de Bloch, sur la face clivée d'une fibre optique. Il nous faut à présent les caractériser optiquement, c'est ce que nous allons faire dans les chapitres 3 et 4. Le prochain chapitre adresse la démonstration d'une microplateforme à ondes de surfaces de Bloch intégrée sur fibre multicœurs.

ONDE DE SURFACE DE BLOCH SUR FIBRE MULTI-CŒUR

Dans ce chapitre nous traiterons de la fabrication et de la caractérisation optique d'une plateforme à ondes de surfaces de Bloch intégrée à l'extrémité d'une fibre optique à cœurs multiples. Cette première plateforme a pour but d'inter-connecter optiquement les cœurs d'une même fibre optique à l'aide d'ondes de surface de Bloch. Pour ce faire, nous avons gravé au dessus de chaque cœur un réseau de diffraction blasé afin de coupler les modes de fibres aux ondes de surface, et inversement. Les réseaux sont orientés de manière à ce que l'onde de surface de Bloch excitée se propage en direction d'un cœur de fibre voisin prédéfini. Ce chapitre décrit la fabrication et la démonstration expérimentale de la plateforme. La caractérisation de la structure fibrée sera présentée en termes de mesure de ses pertes intrinsèques, de sa réponse en fonction de la polarisation de lumière incidente et de sa réponse spectrale.

3.1/ PRÉPARATION DES FIBRES

Avant la fabrication des plateformes sur fibre optique multicœur, il est nécessaire de préparer les fibres pour le dépôt du multicouche. Les fibres fournies par l'entreprise Fibercore sont longues de 150 cm, possèdent un revêtement en polymère ainsi qu'une gaine en plastique (hytrel jaune). Ces cordons sont connectés FC/UPC à leurs extrémités (Figs. 3.1(a,b)). La connectique FC/UPC présente un détrompeur permettant d'assurer l'alignement précis entre les cœurs de deux fibres différentes. L'alignement des cœurs de fibres au connecteur est réalisé par l'entreprise Fibercore. Pour des raisons de compacité, nous souhaitons déposer le multicouche à une extrémité dénudée de la fibre plutôt que sur un de ses connecteurs FC/UPC. On prépare donc la fibre selon le protocole suivant :

1. On coupe la fibre en son centre à l'aide d'un couteau à lame rétractable. On se retrouve avec deux fibres de 75 cm possédant chacune un connecteur.
2. À l'aide d'une pince à dénuder, on enlève la gaine hytrel jaune sur environ 10 cm puis la gaine polymère sur 5 cm.
3. On clive la fibre dénudée. La fibre une fois clivée, présente en son extrémité la configuration schématisée sur la figure 3.1(c), à savoir, une extrémité entièrement dénudée sur 1 cm et un segment partiellement dénudé de 5 cm nécessaire pour la

fixation sur le support de dépôt (voir figure 3.1(d)). Plusieurs tests ont été réalisés en amont avec différentes cliveuses (Ericsson EFC11, Ericsson EFC-P24 et RXS S46999-M9-A8) où nous avons observé un point d'impact trop important qui était susceptible de recouvrir un des cœurs en périphérie (cf. Fig. 3.1(d)). Nous avons finalement opté pour cliveuse Sumitomo FC-6S générant des clives présentant un point d'impact sur la fibre suffisamment petit pour ne pas altérer les cœurs de fibre (cf. figure 3.1(e)).

4. Une fois les fibres clivées et montées sur leur support, on les nettoie dans un premier bain à ultrason rempli d'éthanol puis on les rince dans de l'eau déminéralisée avant de les sécher avec un pistolet à air sec. Cette opération de nettoyage est réalisée en salle blanche, quelques minutes avant l'installation des fibres dans la chambre de dépôt, afin de s'assurer qu'aucune poussière ne se dépose sur les fibres.

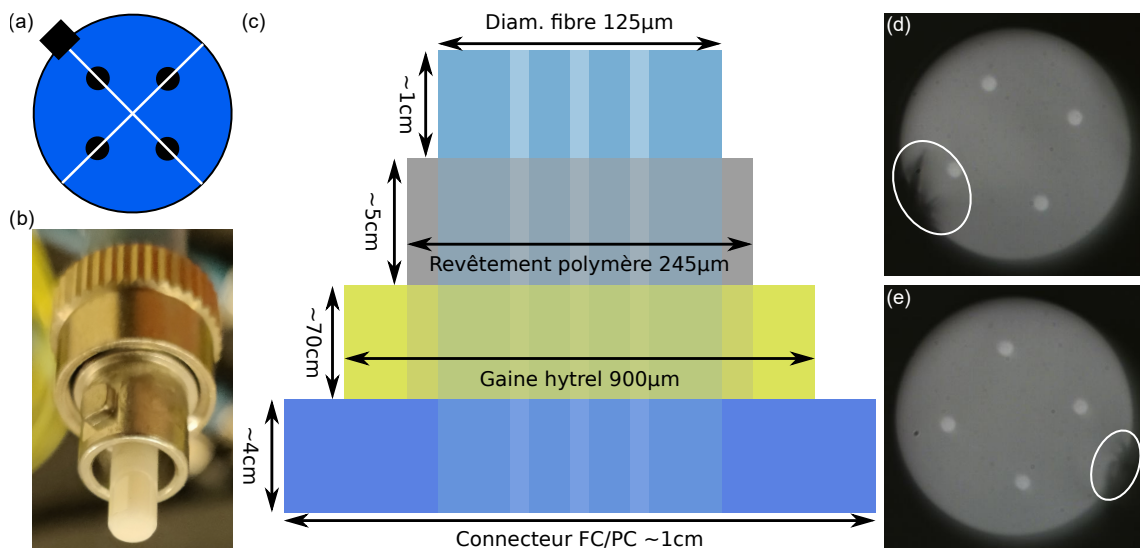


FIGURE 3.1 – (a) Vue schématique et (b) photographie du connecteur FC/UPC à l'extrémité de la fibre à 4 cœurs SM-4C1500 proposée par l'entreprise Fibercore.(c) Schéma descriptif de la fibre multi-cœur une fois préparée pour le dépôt du multicouche.(d,e) Image au microscope optique inversé de la face clivée d'une fibre optique à 4 cœurs SM-4C1500 (d) avec la cliveuse RXS S46999-M9-A8 et (e) avec la cliveuse Sumitomo FC-6S. Entouré en blanc, le point d'impact de la lame de la cliveuse dans la fibre optique.

3.2/ FABRICATION DES RÉSEAUX

Dans cette section, nous allons voir quelles techniques sont susceptibles d'être employées pour fabriquer des réseaux de diffraction.

On distingue deux types de réseaux de diffraction en fonction de la méthode employée pour les fabriquer. Les réseaux gravés, sont fabriqués à l'aide d'un procédé mécanique, physique ou chimique permettant d'enlever localement de la matière pour former des rainures[255]. Les réseaux holographiques sont quant à eux fabriqués en utilisant de la lumière. Un matériau photosensible est exposé à un motif d'interférence optique.

La résine photosensible est ensuite développée chimiquement pour faire apparaître les rainures [256, 257].

Pour la fabrication à grande échelle de réseaux de diffraction, les industriels utilisent généralement le procédé de réplique. Ce dernier consiste à dupliquer à l'aide d'une couche de résine ou de métal un réseau maître fabriqué avec une des deux méthodes présentées précédemment [258]. La figure 3.2 décrit ce procédé de réplique. On peut également mentionner un procédé équivalent appelé *nanoimprint lithography* utilisé dans l'industrie des semi-conducteurs. Cependant, ces techniques, bien qu'ayant l'avantage d'être peu chères, rapides et permettant une reproduction très fidèle du motif de base, ne sont pas adaptées à notre problème. En effet, la réplique d'un réseau maître à l'extrémité d'une fibre optique représente un réel challenge technique.

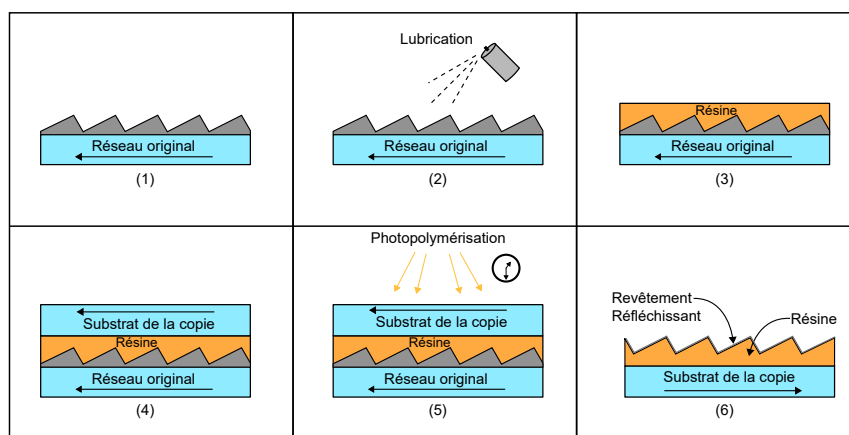


FIGURE 3.2 – (1) Fabrication du réseau original. (2) Application d'un agent de démoulage sur la surface du réseau. (3) Application d'une résine photosensible. (4) Ajout de la couche de substrat de la copie. (5) Photo-polymérisation de résine et démoulage de la copie. (6) Application d'un revêtement réfléchissant (si l'on souhaite un réseau en réflexion).

La photolithographie est une technique employée en salle blanche qui consiste à insoler à travers un masque une couche de résine photosensible préalablement déposée sur un substrat afin de transférer un motif. La résine une fois insolée par la lumière UV est développée dans un révélateur afin d'enlever la partie exposée à la lumière (dans le cas d'une résine positive) ou bien la partie non-exposée (dans le cas d'une résine négative). Avec cette technique proche de la méthode holographique, il est possible de créer le réseau de diffraction directement en résine [3].

Pour fabriquer le réseau dans un autre matériau diélectrique, par exemple le SiO_2 , une technique communément employée consiste à coupler la photolithographie avec une méthode de gravure sèche [259]. Dans ce cas on dépose préalablement une couche à graver avant de l'enduire de résine et de mettre en œuvre le processus de photolithographie sur la couche de résine. La couche de résine une fois développée fait office de masque lors de l'étape de gravure sèche. Les différentes étapes de cette méthode sont représentées dans la figure 3.3. Cette méthode, parfaitement adaptée aux substrats plans (wafer) reste difficilement transposable pour la fabrication en bout de fibre optique. Les machines utilisées en salle blanche pour le dépôt de résine, le masquage et la gravure ne sont pas adaptées aux supports non standards tels que l'extrémité d'une fibre optique.

Nous nous sommes tournés vers la centrale technologique MIMENTO de l'institut

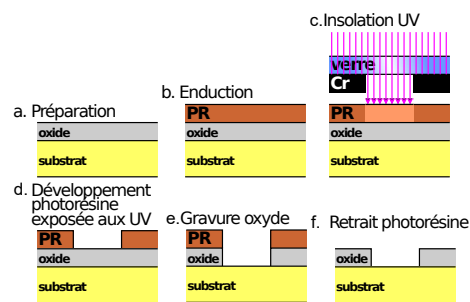


FIGURE 3.3 – (a) Dépôt d'une couche d'oxyde. (b) Enduction du substrat avec une couche de résine photosensible. (c) Masquage et insolation de l'échantillon. (d) Développement de la résine insolée afin de libérer la couche d'oxyde au niveau des zones exposées aux UV (ou non exposées, si la résine est "négative"). (e) Gravure sèche de la couche d'oxyde. (f) Retrait de la couche de résine.

FEMTO-ST. Ce centre dispose de 865m² de salle blanche, d'une équipe de 15 ingénieurs et techniciens et d'un parc composé d'une soixantaine de machines permettant de réaliser des processus de lithographie, de dépôt de couches minces, de gravures sèches et humides, de nano-impression 3D, ainsi que des usinages par faisceau d'ions focalisé, etc...

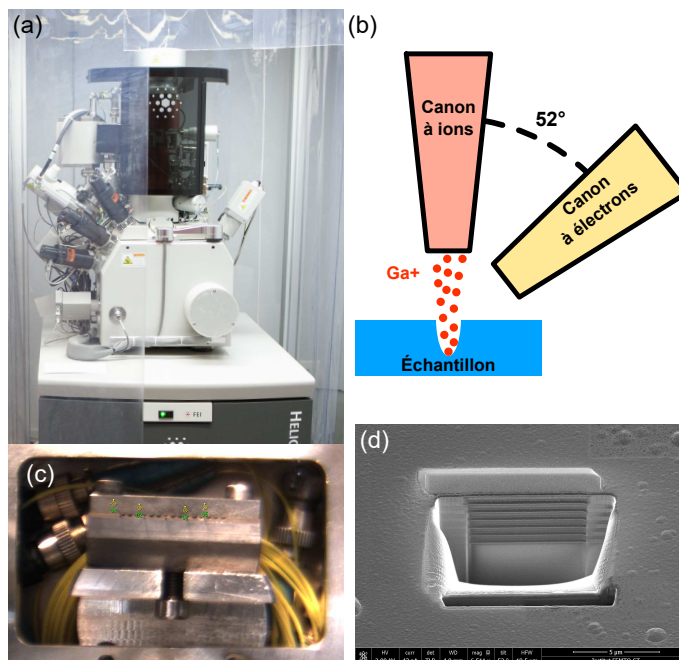


FIGURE 3.4 – (a) La machine utilisée pour l'usinage FIB est un *Helios Nanolab 600i* fabriqué par FEI. Son faisceau ionique est capable de délivrer jusqu'à 60A.cm² sur une tache de seulement 4.5nm de diamètre. Sa fonction MEB a une résolution de 1nm. En prime, il est capable de déposer différents matériaux comme du platine (Pt) et de l'oxyde de silicium (SiOx). (b) Schéma de fonctionnement du FIB faisant apparaître le canon à ions Ga⁺ et le canon à électrons utilisé par le MEB. (c) Les fibres une fois installées dans la chambre à vide, vues par la caméra CCD du FIB. (d) Piscine creusée au FIB dans le multicouche déposé sur fibre pour mesurer l'épaisseur des couches d'oxydes.

La nano-impression 3D et l'usinage par faisceau d'ions focalisé (FIB pour Focused Ion Beam) sont d'ailleurs deux bonnes candidates pour la fabrication de notre réseau en bout de fibre optique. La première technique de fabrication est dite additive, elle ajoute de la matière en couches successives [260, 261]. La deuxième technique est une gravure directe de la surface de l'échantillon pour enlever localement de la matière. Pour des raisons de maturité technologique, de plus grande résolution spatiale, et de savoir-faire en interne, nous avons choisi d'utiliser la méthode de fabrication par usinage FIB.

La technique d'usinage par FIB consiste à utiliser un faisceau d'ions Gallium pour bombarder et creuser la surface d'un échantillon. L'appareil possède également un microscope électronique à balayage (MEB) pour imager l'échantillon lors de la fabrication (voir Fig. 3.4).

La technologie FIB/MEB nécessite généralement de métalliser au préalable les échantillons pour évacuer les charges électriques apportées par les ions et les électrons. Cette étape nous a confronté à la problématique suivante : comment positionner les réseaux de diffraction au dessus des cœurs de fibre si nous ne pouvons pas les localiser au MEB ? Les cœurs n'étant pas visibles au MEB, il a fallu développer une solution pour connaître leurs positions. Cette dernière se décompose en quatre étapes :

1. On recouvre le multicouche sur fibre d'une couche de chrome avec la machine d'évaporation *MEB600* disponible à la centrale MIMENTO. Cette couche va nous permettre d'imager les fibres au MEB. Pour assurer une bonne continuité électrique sur l'intégralité de la fibre, on dépose une couche de 80nm d'épaisseur. Une couche plus fine pourrait se fissurer sur les arêtes de la fibre.
2. Avec le FIB, on usine un jeu de motifs composé d'une croix et d'une encoche dans la couche de chrome, sur la clive des fibres et en leur périphérie pour éviter les cœurs (cf. Fig. 3.5(a)). Ces motifs vont nous servir de repère pour les étapes suivantes.
3. Au laboratoire, on injecte la lumière d'un laser rouge (630nm) dans les fibres multicœurs (via l'extrémité connectivée) et on image la clive des fibres avec un microscope optique inversé (Nikon, TI2000) sur lequel est monté un objectif Leitz Wetzlar phaco pl 32x/0.50 (Fig. 3.5(b)). La couche de chrome étant plus épaisse que son épaisseur de peau $\delta = \frac{\lambda}{2\pi \text{Im}(n_{Cr})} \approx 30.3\text{nm}$ à $\lambda = 630\text{nm}$, la puissance lumineuse transmise est fortement atténuée mais suffisante pour repérer les cœurs (Fig. 3.5(c)). Une fois l'image enregistrée, on en déduit les coordonnées des cœurs en utilisant les motifs de l'étape 2, également visibles sur l'image optique (Fig. 3.5(c)), comme repère. La croix fait office d'origine ($x=0, y=0$) et l'encoche permet de définir l'orientation de l'axe des abscisses de la base orthonormée. Enfin, on utilise l'échelle fournie par le système FIB/MEB (système calibré spatialement) pour la localisation des cœurs sur les images MEB des faces clivées des fibres.
4. La gravure FIB est réalisée de sorte que les réseaux recouvrent les cœurs de fibre et soient correctement orientés afin de réaliser une interconnexion cœur-cœur optimale. La figure 3.5(d) montre la superposition des images MEB et optique d'une fibre à 4 cœurs nanostructurée au FIB. On constate que les réseaux recouvrent les 4 cœurs de la fibre optique.

Pour graver le motif en dent de scie du réseau blasé, nous avons utilisé une technique de passe multiple décrite dans la figure 3.6(a). Le faisceau d'ions décrit un serpent pour graver une succession de tranchées rectangulaires peu profondes et superposées dont la largeur L selon l'axe X diminue pour former *in fine* un profil triangulaire.

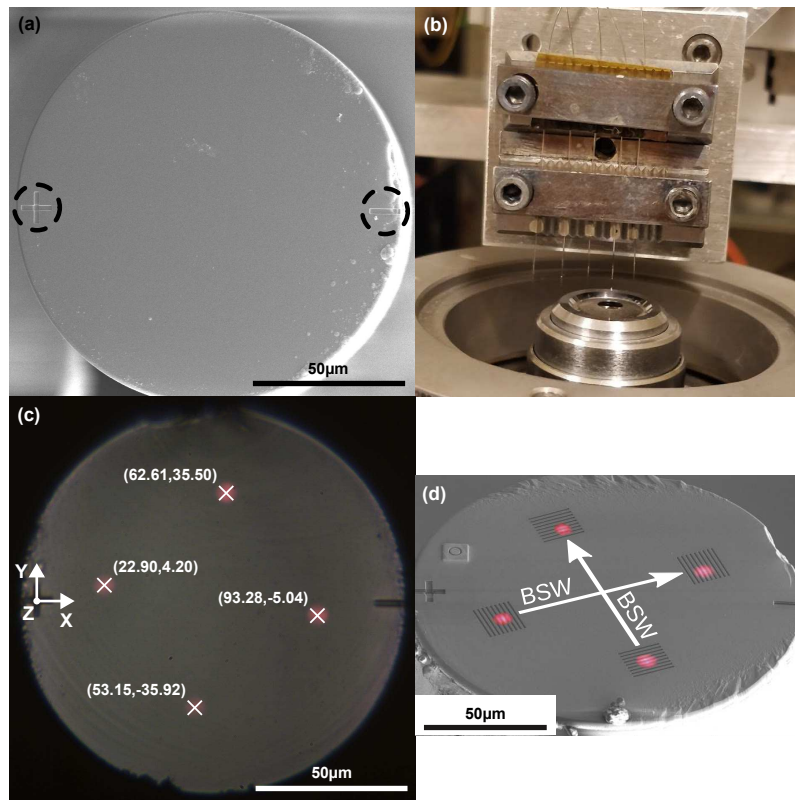


FIGURE 3.5 – (a) Image au MEB d'une fibre multicœurs recouverte par le multicouche et la couche de chrome. On aperçoit entouré par un cercle noir en pointillé, les motifs gravés au FIB qui nous serviront de repères pour localiser les cœurs. (b) Montage de cinq fibres métallisées sur le support utilisé pour l'usinage FIB. On aperçoit le dépôt de laque d'argent à la base de chaque fibre (petite tache blanche) permettant la continuité électrique entre la fibre métallisée et le support pour l'évacuation des charges électriques lors de l'usinage au FIB. Le support est positionné sur le microscope optique inversé. (c) Localisation optique des cœurs en y injectant un laser rouge. Le motif en croix est défini comme l'origine du repère tandis que l'encoche à droite sert à définir la direction de l'axe des abscisses. Les coordonnées sont données en micromètres. (d) Image au MEB des quatre réseaux nanofabriqués en extrémité de fibre, superposée à l'image optique de la fibre révélant la position des cœurs. Les réseaux recouvrent les 4 cœurs.

Plus le nombre de passages de gravure est important et plus le profil sera proche de la forme souhaitée. En augmentant le nombre de passages, on réduit également l'impact lié à la redéposition du matériau gravé. En comparant les figures 3.6(c) et 3.6(d) présentées à la même échelle, on constate que les paramètres géométriques du motifs tel que la profondeur h selon l'axe (Oz) ou encore la largeur L de gravure selon l'axe (Ox) sont bien respectés. On constate cependant trois défauts :

1. Le côté gauche de la gravure n'est pas parfaitement vertical.
2. La pente du profil triangulaire n'est pas linéaire mais concave, traduisant une inhomogénéité de la gravure.
3. La pente présente une discontinuité au niveau de la première interface Nb_2O_5/SiO_2 . Ce phénomène peut s'expliquer par des vitesses de gravure différente en fonction

du matériau.

On considérera par la suite ces défauts comme ayant un impact minime sur l'efficacité des réseaux de diffraction.

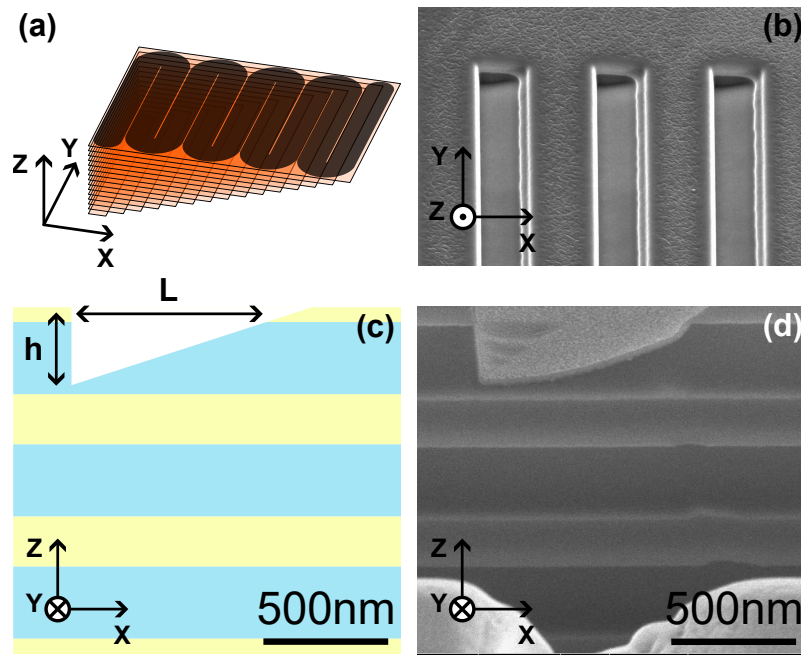


FIGURE 3.6 – (a) Représentation 3D de l'empilement des multiples passages de gravure formant le motif en dent de scie, et du chemin emprunté par le faisceau d'ions. (b) Image MEB en vue plongeante du réseau blasé. (c) Schéma de profil du motif en dent de scie théorique. (d) profil du motif de réseau réalisé au FIB.

3.3/ LE BANC DE CARACTÉRISATION OPTIQUE

Le banc optique de caractérisation des plateformes est présenté sur la figure 3.7. Ce dernier est construit autour d'un microscope inversé (Nikon ECLIPSE Ti2000) couplé à une caméra infrarouge (Allied Vision, Goldeye G033 SWIR). Il permet d'imager la plateforme en bout de fibre optique. Le montage optique est composé d'une source laser accordable dans l'infrarouge proche (Agilent 8164A + module 81640A) émettant dans la gamme spectrale $1.51 \mu\text{m} - 1.64 \mu\text{m}$ couplée à un contrôleur de polarisation fibré (Thorlabs FPC562). L'ensemble est connecté à un des canaux du système fan-in/out (FAN-4C) de la compagnie Fibercore qui permet de coupler les 4 cœurs de fibre à 4 fibres mono-modes standards (monocœurs). La fibre multicœurs est également connectée au fan-in/out. Son extrémité nanostructurée est placée sur le microscope inversé à l'aide d'un support motorisé permettant de positionner la micro-plateforme dans le champ de vision de l'objectif de microscope (Leitz Wetzlar phaco pl 32x/0.50). On connecte ensuite une photodiode calibrée travaillant dans l'infrarouge (Newport 818-IS-1) au cœur de sortie de notre plateforme fibrée par l'intermédiaire du fan-in/out.

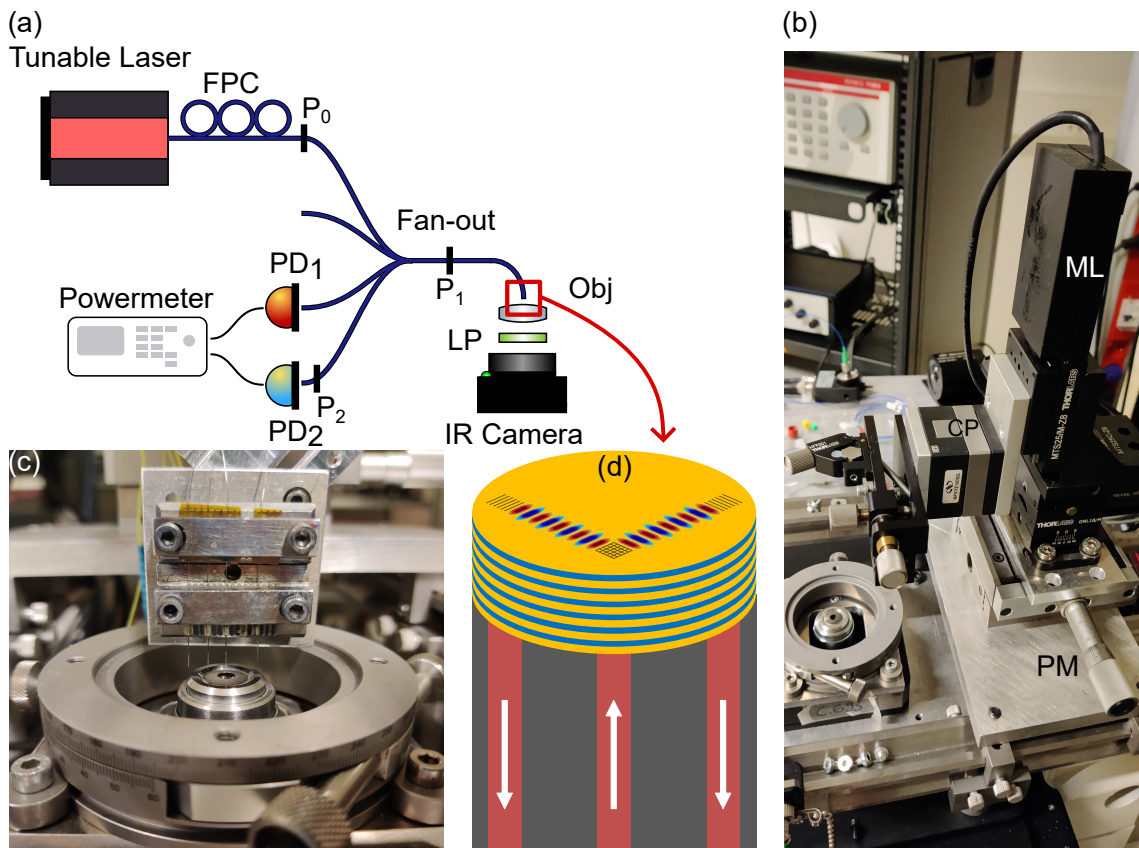


FIGURE 3.7 – (a) Schéma du montage pour la caractérisation optique des plateformes fibrées. FPC : contrôleur de polarisation fibrée, PD : photodiode, Obj : objectif de microscope, LP : polariseur linéaire. (b) Photographie du système de positionnement de la fibre monté sur le microscope inversé. ML : moteur linéaire Thorlabs MTS25/M-Z8, CP : Cube piézoélectrique Newport NPXYZ100SG et PM : Platine à vise micrométrique. (c) Photographie de quatre fibres montées sur le microscope inversé. (d) Schéma de la deuxième plateforme avec double réseau croisés.

3.4/ ANALYSE DES PERTES OPTIQUES

À l'aide du banc de caractérisation, nous avons quantifié les pertes intrinsèques à notre plateforme microfabriquée. Pour cela, nous avons mesuré au préalable la puissance optique à différents points clés du montage : la puissance P_0 avant le Fan-In/Out, la puissance P_1 entre le Fan-in/Out et la fibre multicœurs avant la plateforme, et la puissance en sortie de Fan-In/Out, après la plateforme. Les mesures sont résumées dans le tableau 3.1.

Puissances	Valeurs (μW)
P_0	1000
P_1	385
P_2	3.2

TABLE 3.1 – Puissances mesurées à différents points du montage fibré.

Les transmittances T sont reliés aux puissances mesurées de la manière suivante :

$$P_2 = P_0 T_{FIO} T_{BSW} T_{FIO}. \quad (3.1)$$

On exprime les coefficients de transmission T en fonction des puissances mesurées :

$$T_{FIO} = \frac{P_1}{P_0} \quad (3.2)$$

$$T_{BSW} = \frac{P_2}{P_0 T_{FIO}^2} = \frac{P_0 P_2}{P_1^2} \quad (3.3)$$

On en déduit les pertes optiques exprimées en décibels du Fan-In/Out et de la plateforme en utilisant l'équation 3.4.

$$p = 10 \log_{10} T \quad (3.4)$$

Élément optique	Coefficient de transmission T (%)	Perte optique p (dB)
Fan-out	38.5	-3.78
Plateforme BSW	2.2	-20.5

Les pertes ont plusieurs origines. Tout d'abord au niveau du connecteur fibre entre le Fan-In/Out et la plateforme. Pendant au dépôt du multicouche, le connecteur FC/UPC a été exposé à des températures montant jusqu'à 120°C. Cette exposition à une température élevée durant plusieurs heures a pu ramollir la colle utilisée dans le connecteur et modifier le réglage de l'alignement des cœurs avec le détrompeur. Sachant que les cœurs sont à une distance $h = \frac{\sqrt{2}}{2} 50 \approx 35.25 \mu\text{m}$ du centre de la fibre, on exprime la distance de séparation des cœurs L en fonction de h et θ (paramètres définis dans la Fig. 3.8(a)).

$$L = 2h \sin(\theta/2) \quad (3.5)$$

On calcule ensuite à l'aide de l'intégrale de recouvrement le coefficient de couplage cœur-à-cœur en fonction de la rotation de la fibre θ .

$$C_i = \frac{\iint \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 dS}{\sqrt{\iint |\vec{E}_1|^2 dS \iint |\vec{E}_2|^2 dS}} \quad (3.6)$$

On montre ainsi, qu'il suffit d'une rotation de la fibre dans son connecteur de 13° pour induire une perte optique de -3 dB, valeur qu'il faut multiplier par le nombre de canaux utilisés dans le Fan-In/Out, c'est à dire deux (entrée+sortie) pour tester notre plateforme fibrée.

Au niveau des réseaux de diffraction, le coefficient de couplage théorique est estimé à 30.6 % soit une perte d'insertion de -5.14 dB (30,6%x30.6 %=9.4% de couplage sur l'ensemble de la plateforme) mais il se peut que cette valeur soit réduite par les aléas liés à la fabrication du réseau. On peut citer comme source possible d'erreur le centrage

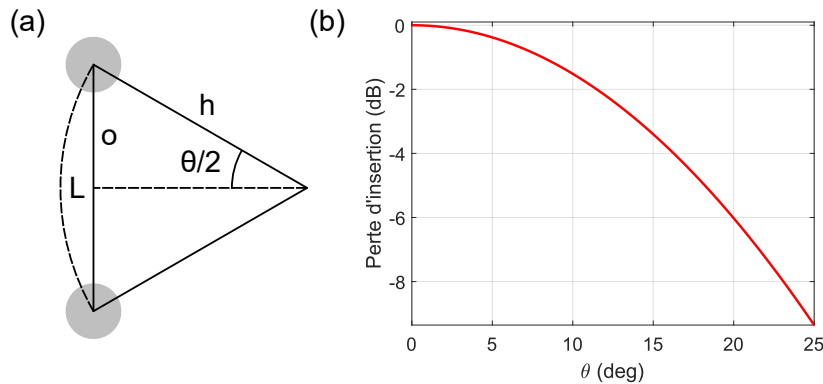


FIGURE 3.8 – (a) Schéma décrivant la position des cœurs de fibre en fonction de θ et h . (b) Évolution des pertes optiques en fonction de la rotation de la fibre θ dans la férule.

avec le cœur de fibre, l'orientation avec l'axe inter-cœurs ou encore des erreurs sur les paramètres géométriques du réseau (période, profondeur de gravure, forme du motif, ...).

Enfin les pertes liées à l'atténuation de l'onde de surface de Bloch lors de sa propagation peuvent elles aussi avoir été modifiées par différents facteurs, tels que la rugosité de surface du dépôt ou une erreur sur l'épaisseur optique des couches. Cependant, au vu des mesures réalisées après le dépôt figure 2.20 du chapitre 2 cette hypothèse est peu probable.

3.5/ ANALYSE EN POLARISATION

L'onde de surface de Bloch supportée par notre plateforme est polarisée TE, cela signifie que son vecteur champ électrique \vec{E}_{BSW} est parallèle à la surface de la plateforme. Pour exciter une telle onde de surface, il est nécessaire d'aligner le vecteur champ électrique \vec{E}_0 du mode de fibre incident avec les rainures du réseau de diffraction. Dans cette configuration observée en champ lointain à l'aide de notre microscope inversé, on observe un maximum local d'intensité lumineuse du côté du cœur de fibre de sortie, à droite (cf. Fig. 3.9(c)). La tache lumineuse à droite correspond à la diffusion de l'onde de surface de Bloch par le réseau de découplage vers le cœur de sortie. La position du cœur d'excitation est identifiable par la tache de gauche qui correspond au mode incident quittant la fibre sans être couplée aux ondes de surfaces. L'absence de lumière entre les deux taches indique que l'énergie est véhiculée entre les deux cœurs par l'onde de surface de Bloch. Lorsque le vecteur champs électrique \vec{E}_0 de la lumière incidente est orthogonal aux rainures du réseau de diffraction, la lumière diffractée est polarisée TM et ne se couple pas aux ondes de surfaces de Bloch de notre plateforme. La tache lumineuse à droite de l'image a disparu (Fig. 3.9(e)). La figure 3.9(f) reporte la mesure de la puissance optique normalisée en sortie de Fan-In/Out, en fonction de l'angle de polarisation θ défini dans la figure 3.9(c). Nous retrouvons une loi de Malus révélant les propriétés de polarisation TE de l'onde de surface de Bloch, puisque des zéros de transmission sont observés aux angles de 90 et 270 degrés et les maximaux aux angles 0 et 180 degrés.

Pour s'assurer de l'état de polarisation de la lumière injectée dans notre plateforme,

on utilise une des propriétés de la loi de Malus. Lorsque l'axe de polarisation de la lumière incidente est orthogonal à celui de l'analyseur, l'intensité lumineuse transmise est nulle.

$$I = I_0 \cos^2(\theta) \quad (3.7)$$

où I_0 est l'intensité lumineuse incidente et θ l'angle entre l'axe de polarisation de la lumière incidente et celui de l'analyseur.

Pour cela, on place un polariseur linéaire monté sur une monture rotative, entre la caméra infrarouge et l'objectif de microscope. L'idée est alors de régler l'analyseur sur un angle que l'on appelle α et de minimiser l'intensité de la tache lumineuse observée sur la caméra infrarouge en réglant la polarisation du mode de fibre incident à l'aide du contrôleur de polarisation fibré. De cette manière on s'assure que l'état de polarisation de la lumière injectée est proche d'une polarisation linéaire avec un angle $\beta = \alpha + \frac{\pi}{2}$.

Pour atteindre une polarisation linéaire avec un angle β nous utilisons le protocole suivant :

1. On règle la position de l'analyseur sur un angle $\alpha = \beta - \frac{\pi}{2}$.
2. On minimise l'intensité lumineuse perçue par la caméra infrarouge en réglant le contrôleur de polarisation fibré.
 - a On règle la lame demi-onde (boucle du milieu) sur toute la plage tout en surveillant le signal optique détectée à travers le couple analyseur+caméra. On règle ensuite la boucle à l'emplacement du minimum. Cette étape permet de régler le grand axe d'une polarisation elliptique sur l'angle β .
 - b On utilise les deux lames quart-d'onde adjacentes (boucles externes) jusqu'à faire disparaître la tache d'excitation sur la caméra. Cela nécessite généralement de nombreuses itérations pour atteindre l'extinction du signal. Cette étape permet de minimiser le petit axe de la polarisation elliptique jusqu'à se rapprocher d'une polarisation linéaire.
3. Une fois le minimum d'intensité lumineuse atteint on sait que la polarisation de la lumière incidente au niveau du réseau de couplage est très proche d'un état linéaire avec un angle β .

Cette étude nous a permis de valider expérimentalement l'état de polarisation TE de l'onde de surface de Bloch. Les résultats montrent également clairement que l'interconnexion optique entre les cœurs de fibre est assurée par l'onde de surface de Bloch. Nous pouvons ainsi voir ces résultats comme la démonstration expérimentale de notre concept de micro-plateforme monobloc intégrée pour l'interconnexion optique des cœurs d'une même fibre multicœur. Nous allons démontrer dans la suite le concept d'une micro-plateforme d'interconnexion accordable par la polarisation du mode de fibre incident. En utilisant un double réseau croisé comme coupleur fibre/plateforme, nous pouvons distribuer à la carte la puissance du mode de fibre incident dans deux cœurs "de sortie" distincts de la fibre, grâce aux propriétés polarisantes des ondes de surface de Bloch.

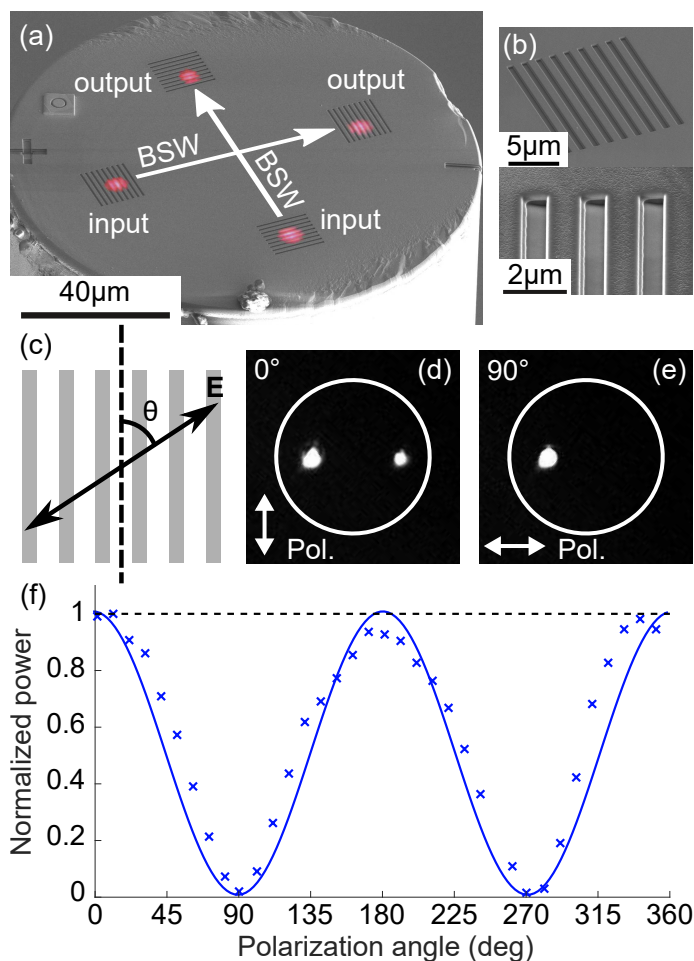


FIGURE 3.9 – (a) Image MEB de la facette supérieure de la fibre multi-cœur, recouverte par le multicouche et gravée avec quatre coupleurs de réseau. Une image de la lumière injectée dans les cœurs de fibre est superposé à l'image MEB (points rouges), révélant l'emplacement caché des cœurs de fibre sous-jacents à chaque réseau. Les flèches blanches indiquent le sens de propagation des ondes de surface de Bloch entre les deux paires de canaux orthogonaux sur la plateforme. (b) Images MEB du réseau blasé montrant le côté incliné des rainures. (c) Schéma définissant l'angle de polarisation θ entre les rainures du réseau (en gris) et le champ électrique optique \vec{E} . (d,e) Images infrarouges de la surface supérieure de la fibre multicœurs lorsque la lumière est injectée dans le canal d'entrée de gauche : en (d) le champ électrique est parallèle aux rainures du réseau, comme indiqué par la flèche blanche pour que l'onde de surface de Bloch soit excitée et propagée au réseau opposé ciblé tandis que dans (e) le champ électrique est orthogonal aux rainures du réseau. Aucun couplage de l'onde de surface de Bloch ne se produit. Les bords des fibres sont marqués d'un cercle blanc. (f) Évolution de la puissance optique normalisée mesurée au moyen de la photodiode PD1 à l'extrémité du canal de sortie en fonction de l'angle de polarisation θ de la lumière incidente. Le champ électrique est parallèle aux rainures du réseau lorsque l'angle de polarisation est égal zéro degré.

3.6/ CONTRÔLE DE LA DIRECTIONNALITÉ DE L'ONDE DE SURFACE DE BLOCH EN BOUT DE FIBRE OPTIQUE

La micro-plateforme accordable intégrée en bout de fibre est présentée sur les figures 3.10 (a-c). Cette plateforme est inspirée des travaux réalisés par Tatiana Kovalevich à l'institut FEMTO-ST en 2017 sur le contrôle par la polarisation du champ incident de la direction de propagation d'ondes de surface de Bloch [262]. Dans ses travaux, Kovalevich démontre qu'un double réseau croisé gravé dans un multicouche supportant une onde de surface de Bloch permet de distribuer les énergies couplées aux ondes de surfaces se propageant dans deux directions orthogonales. On utilise ici le même procédé, ce qui nous permet de contrôler l'interconnexion optique entre 3 cœurs d'une même fibre de manière dynamique (en jouant sur la polarisation du mode de fibre incident).

Pour fabriquer le double réseau croisé, on utilise le même procédé de gravure par FIB que pour les réseaux blasés. Les paramètres tel que la période d , le taux de remplissage a et la profondeur de gravure h sont cependant redéfinis afin de maximiser le couplage à l'onde de surface de Bloch avec cette nouvelle structure diffractante. Ainsi, après le processus d'optimisation on obtient les valeurs suivantes :

Paramètre	Valeur
d	1539 nm
a	74.56 %
h	154 nm

À l'aide du banc de mesure, on réalise la même étude en polarisation que pour la première plateforme en mesurant la puissance optique en sortie des cœurs "Output 1" et "Output 2" (cf. Fig. 3.10(a)) en fonction de l'état de polarisation en entrée (cœur "Input", Fig. 3.10(a)). On montre alors que le double réseau croisé (Fig. 3.10(b)) se comporte comme un diviseur de faisceau polarisant.

On démontre avec cette deuxième plateforme un contrôle dynamique de la puissance distribuée dans les deux cœurs de sortie de la fibre multicœurs. Une telle fonction accordable permet de sélectionner le canal emprunté par l'onde de surface de Bloch en intervenant sur une variable facilement contrôlable qu'est la polarisation de la lumière. On peut alors imaginer une plateforme intégrée à l'extrémité d'une fibre combinant plusieurs fonctions de capteur interrogeables indépendamment les unes des autres. Les ondes de surface de Bloch ont également démontrés la capacité à manipuler des nanoparticules par piégeage optique. En utilisant notre concept de micro-plateforme, on peut imaginer créer des micro-circuits optiques sur lesquels des micro et nano-entités physiques, chimiques ou biologiques pourraient être piégées, manipulées et analysées optiquement à distance de l'observateur (via la fibre), alimentant ainsi le concept de Lab-on-fiber par de nouvelles puces optiques multi-fonctionnelles intégrées à l'extrémité d'une fibre optique et actionnables/interrogeables à distance via les cœurs de fibre.

3.7/ ÉTUDE SPECTRALE

À l'aide de notre banc de caractérisation, nous avons réalisé une étude spectrale de la plateforme. Pour cela, nous avons remplacé la source laser accordable par une

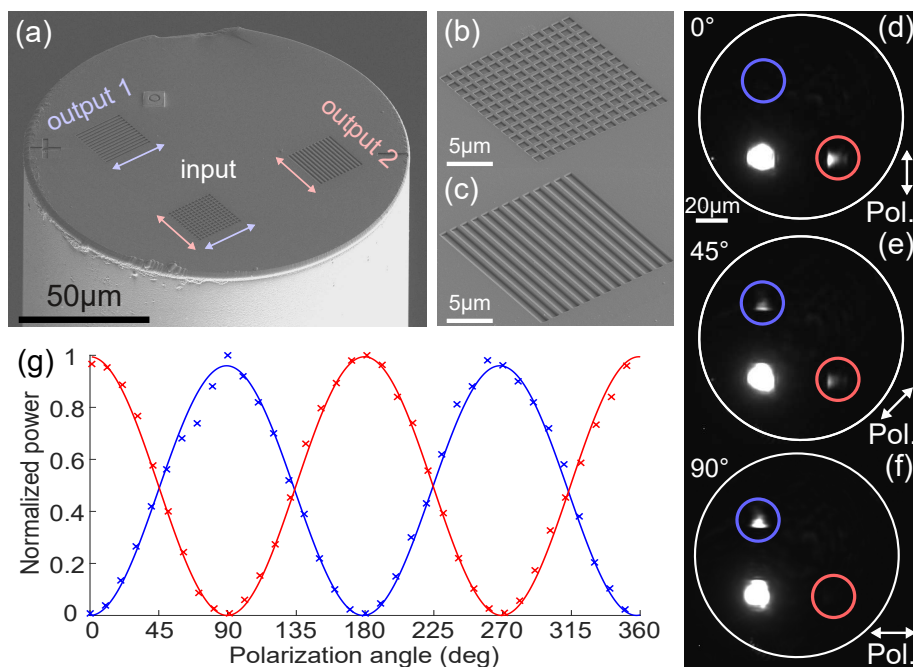


FIGURE 3.10 – (a) Image MEB de la plateforme accordable intégrée à l'extrémité d'une fibre à 4 cœurs. Trois des quatre cœurs de la fibre sont connectés à la plateforme via (b) un double réseau croisé (sur le cœur "Input") et (c) deux réseaux blasés (sur les cœurs "Output 2" et "Output 3"). (d-f) Images optiques en champ lointain de la micro-plateforme en bout de fibre (par le microscope inversé couplé à la caméra infrarouge), pour trois orientations différentes de la direction de polarisation linéaire du mode de fibre incident à la sortie du cœur "Input". L'état de polarisation (linéaire) est indiqué sur chaque figure par une double flèche. (g) Puissance normalisée à la sortie des deux cœurs "Output 1" et "Output 2" en fonction de l'orientation de la polarisation linéaire incidente. Les mesures expérimentales à la sortie du Fan-In/Out sont représentées par des croix. Les prédictions théoriques basées sur la loi de Malus 3.7 et les propriétés de polarisation des ondes de surfaces sont représentées en trait plein. Les données en bleu et rouge concernent les signaux des cœurs "Output 1" et "Output 2", respectivement (voir le code-couleur de (a)).

source laser large bande de type supercontinuum (Leukos SM20) et la photodiode par un spectromètre optique (OSA MS9710B). Le schéma du nouveau montage est représenté sur la figure 3.11.

En traçant le spectre en transmission de notre plateforme, on se rend compte de deux points importants. Premièrement, le point de fonctionnement optimal est décalé vers les grandes longueurs d'onde. Initialement notre plateforme a été conçue pour fonctionner autour de 1550 nm. Les mesures réalisées nous montrent que l'optimum se trouve autour de 1580 nm. Deuxièmement, le spectre en transmission de la plateforme fait apparaître une série de pics qui font penser à la réponse d'une cavité de type Fabry-Pérot.

En partant de ces observations, on essaie de retrouver numériquement la réponse spectrale mesurée à l'aide du modèle FDTD (Fig. 3.11(c)). Le modèle se base sur le design initial ayant servi à la fabrication de la plateforme. On constate alors que le spectre issu de la simulation ne colle pas avec nos observations (Fig. 3.11(c), courbe en pointillés). Bien que des pics de résonance apparaissent, ceux-ci sont décalés par rapport aux mesures. De plus, le point optimal de fonctionnement se situe autour de 1550nm, va-

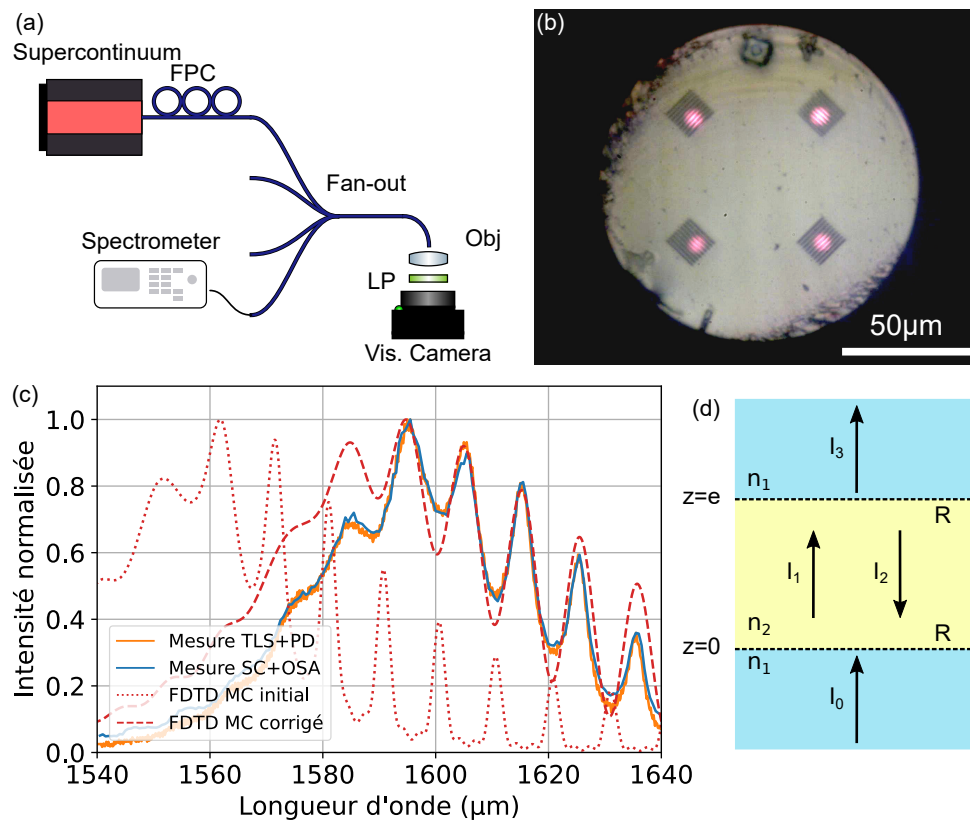


FIGURE 3.11 – (a) Montage optique utilisé pour la caractérisation spectrale de la première plateforme. (b) Image optique dans le domaine visible de la plateforme montrant la localisation des cœurs de fibre sous les réseaux. (c) En orange, spectre optique mesuré et normalisé par la source à l'aide du supercontinuum et du spectromètre optique. En bleu, mesure équivalente avec le couple laser accordable réglé en mode balayage et une photodiode branchée sur un oscilloscope. En rouge pointillés, spectre simulé par le modèle FDTD avec design initial $d_1 = 240$ nm, $d_2 = 345$ nm, $n_{Nb_2O_5} = 2.185 + 1 \times 10^{-4}j$ et $n_{SiO_2} = 1.469 + 1 \times 10^{-4}j$. En rouge tirets, spectre simulé par le modèle FDTD avec design corrigé $d_1 = 235$ nm, $d_2 = 380$ nm, $n_{Nb_2O_5} = 2.1369 + 5 \times 10^{-4}j$ et $n_{SiO_2} = 1.5126 + 5 \times 10^{-4}j$ (d) Schéma de la cavité Fabry-Pérot étudiée avec $e = 70.71$ μm , R le coefficient de réflexion en énergie, n_2 l'indice effectif de l'onde de surface de Bloch.

leur pour laquelle notre plateforme a été optimisée. Nous pouvons adapter le design de notre plateforme afin de remonter numériquement au spectre mesuré, et avoir accès aux erreurs de fabrication. Pour cela, nous pouvons jouer sur plusieurs paramètres liés au multicouche ou au réseau de diffraction. Les images MEB réalisées sur le multicouche et le réseau de diffraction nous laissent à penser que le problème viendrait plutôt du dépôt. Bien que le spectre optique du multicouche mesuré par le RCMO soit en quasi-parfait accord avec la prédiction théorique (voir 2.20), nous avons tout de même mesuré au MEB une sur-épaisseur des couches de SiO_2 de 34nm. Il est alors probable que les conditions d'apparitions de l'onde de surface de Bloch aient été légèrement modifiées.

À l'aide du modèle FDTD initial de notre plateforme et d'un algorithme d'optimisation, nous avons pu aboutir à un design de plateforme présentant une spectre proche de celui mesuré (Fig. 3.11(c), courbes en tirets). Pour cela, nous avons défini une fonction de coût f_c basée sur l'intervalle spectrale libre (ISL) de la cavité Fabry-Pérot que nous avons

minimisé en faisant varier les paramètres géométriques du multicouche d_1 , d_2 ainsi que les indices de réfraction $n_{Nb_2O_5}$ et n_{SiO_2} considérant ces derniers comme constants sur la plage de mesure de 100nm.

$$f_c(d_1, d_2, n_{Nb_2O_5}, n_{SiO_2}) = |\Delta v_{mes} - \Delta v_{sim}| \quad (3.8)$$

Un algorithme de minimisation local de MATLAB appelé FMINCON a été utilisé, en partant de la position initiale X_0 : $d_1 = 240$ nm, $d_2 = 345$ nm, $n_{Nb_2O_5} = 2.185$ et $n_{SiO_2} = 1.469$ correspondant au design initial ayant servi de modèle pour la fabrication des structures. Après une centaine d'itérations, l'algorithme de minimisation trouve le design de multicouche décrit dans le tableau 3.2 :

TABLE 3.2 – Paramètres géométriques de la structure multicouche initiale, et la structure adaptée pour atteindre numériquement des propriétés spectrales similaires à celles mesurées expérimentalement.

Paramètres	Design initial	Design adapté
d_1	240 nm	235 nm
d_2	345 nm	380 nm
$n_{Nb_2O_5}$	$2.185+10^{-4}j$	$2.1369+5\times 10^{-4}j$
n_{SiO_2}	$1.469+10^{-4}j$	$1.5126+5\times 10^{-4}j$

On note que l'algorithme d'optimisation, en minimisant la fonction de coût f_c , a fait converger les valeurs de d_1 et d_2 vers les valeurs des mesures réalisées au MEB (voir 2.20). La mesure spectrale et son analyse numérique par algorithme d'optimisation confirme que les légers défauts d'épaisseur des couches du cristal photonique ont un effet non négligeable sur les ondes de surface de Bloch.

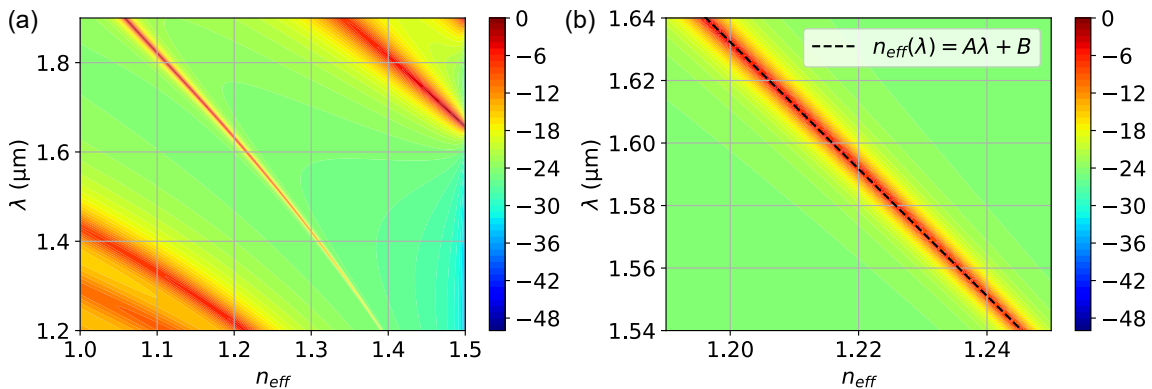


FIGURE 3.12 – (a) Diagramme de dispersion associé au multicouche adapté avec les paramètres $d_1 = 235$ nm, $d_2 = 380$ nm, $n_{Nb_2O_5} = 2.1369 + 5 \times 10^{-4} j$ et $n_{SiO_2} = 1.5126 + 5 \times 10^{-4} j$. On observe un décalage vers les plus grandes longueurs d'onde de l'onde de surface de Bloch. On note également un affaiblissement de la bande interdite photonique et un élargissement de la courbe de dispersion de l'onde de surface de Bloch indiquant une augmentation des pertes optiques par diffusion dans le multicouche. Les répercussions possibles sont une diminution du facteur d'augmentation du champ électrique, ainsi que de la longueur de propagation. (b) On modélise localement autour de 1590nm, la dispersion de l'onde de surface de Bloch à l'aide d'un polynôme d'ordre 1 $n_{eff}(\lambda) = A\lambda + B$ où $A = -0.4923$ RIU/ μm et $B = 2.0035$ RIU.

Maintenant que notre modèle théorique est en accord avec les mesures spectrales, nous pouvons l'utiliser pour étudier plus finement l'effet de cavité de la plateforme, mis en évidence par mesure spectrale. On souhaite tout d'abord estimer la réflectance R des pseudo-miroirs (réflecteurs partiels) formant la cavité. Pour cela on se propose de mesurer la visibilité ν des franges d'interférence à l'intérieur de la cavité pour en extraire le coefficient R . On a :

$$\nu = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2} \quad (3.9)$$

La longueur de la cavité e étant 37 fois plus petite que la distance de propagation de l'onde de surface de Bloch évaluée à $1/\exp^2$, on fait l'hypothèse que les pertes optiques dues à la propagation de l'onde de surface de Bloch sont négligeables par rapport à celles engendrées par la réflexion partielle des ondes de surface aux interfaces. Dans ce cas, on peut poser :

$$I_2 = I_1 R, \quad (3.10)$$

et on peut réécrire la visibilité ν pour faire apparaître la réflectance R :

$$\nu = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} = \frac{2\sqrt{R}}{1 + R}. \quad (3.11)$$

On exprime ensuite la réflectance R en fonction de la visibilité ν . On trouve, pour $R \in [0, 1]$:

$$R = \frac{-\nu^2 - 2\sqrt{1 - \nu^2} + 2}{\nu^2} \quad (3.12)$$

On réalise enfin une série de simulations FDTD en faisant varier la longueur d'onde λ_0 de 1540 à 1640 nm et on mesure la visibilité des franges dans la cavité Fabry-Pérot afin de calculer le coefficient de réflectance R associé.

En observant l'évolution de la réflectance des réseaux en fonction de la longueur d'onde, on suppose que ceux-ci agissent comme des miroirs de Bragg pour de grandes longueurs d'onde. En effet la longueur d'onde de Bragg

Maintenant que nous avons extrait le coefficient de réflexion en énergie R des pseudo-miroirs ainsi que l'indice de réfraction n de la cavité il nous est possible de calculer le spectre théorique à l'aide de la fonction d'Airy 2.3. Pour prendre en compte la finitude du réseau on introduit le paramètre d'enveloppe A , on a alors :

$$T = \frac{A}{1 + M \sin^2(\Phi)} \text{ avec } A = a \operatorname{sinc}(c(\lambda - b)), M = \frac{4R}{(1 - R)^2} \text{ et } \Phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_{eff} e \quad (3.13)$$

où b est lié au période du réseau, c est lié au diamètre de la pupille, R est la réflectance, n_{eff} est l'indice de réfraction effectif de l'onde de surface de Bloch et e la longueur géométrique de la cavité optique.

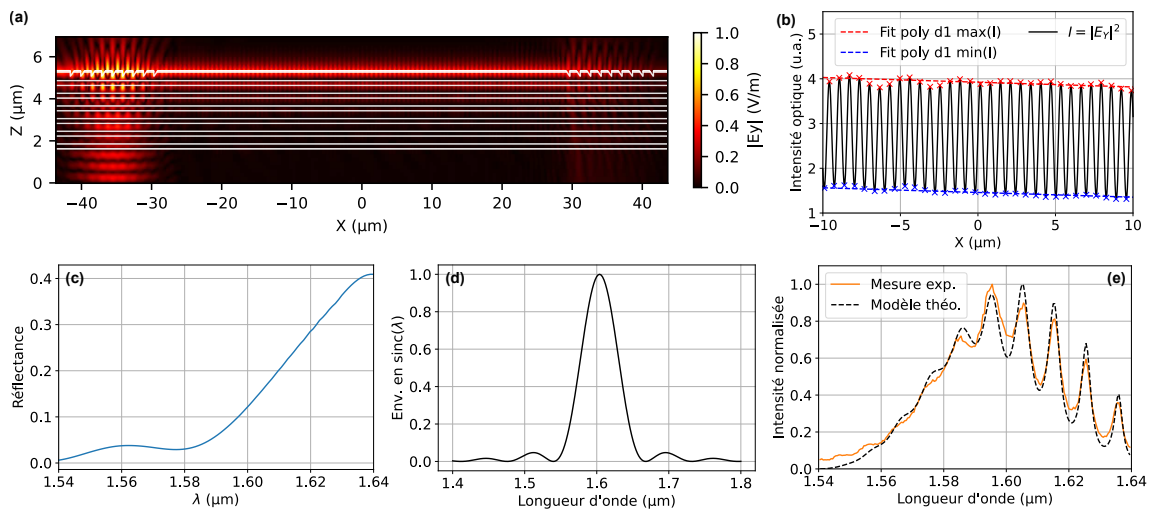


FIGURE 3.13 – (a) Distribution du champ électrique $|E_y(X, Z)|$ dans le modèle FDTD. On observe un régime d'interférence dans la cavité optique formée par les deux réseaux blasés. (b) Profil de l'intensité du champ électrique $|E_y(X, Z)|^2$ dans la cavité optique pour une longueur d'onde de $1.59 \mu\text{m}$. Pour mesurer la visibilité des franges ν on adapte un polynôme d'ordre 1 $f(x) = a * x + b$ aux position des maximums (en rouge) et minimum (en bleu) d'intensité. On utilise ensuite la valeur du paramètre b pour calculer $\nu = \frac{b_{\max} - b_{\min}}{b_{\max} + b_{\min}}$. On constate au passage une légère décroissance de l'intensité liée aux pertes que subit l'onde de surface de Bloch durant sa propagation. (c) Évolution en fonction de la longueur d'onde du coefficient de réflectance R calculé à partir de la visibilité ν précédemment mesurée. (d) Enveloppe du spectre en sinus cardinal lié à la pupille que représente le cœur de fibre. (e) Adaptation du modèle analytique théorique avec le spectre mesuré.

3.8/ FONCTION CAPTEUR

On souhaite étudier la capacité de notre plateforme fibrée à détecter une variation d'indice de réfraction du milieu dans laquelle elle se trouve. L'onde de surface de Bloch est en effet connue pour être très sensible à son environnement car en se propageant à la surface du multicouche, elle interagit via son champ évanescent avec l'environnement extérieur. Ainsi une variation de l'indice de réfraction de l'environnement extérieur se répercute sur les conditions de propagations de l'onde.

Dans un premier temps, on aimerait quantifier le décalage en longueur d'onde $\Delta\lambda$ qu'un changement d'indice de réfraction Δn de l'environnement induit sur l'onde de surface de Bloch. Pour cela, on propose tout d'abord d'étudier théoriquement le problème en considérant uniquement le multicouche excité en configuration de Kretschmann. À l'aide de notre modèle numérique basé sur la matrice S , on trace la réponse spectrale du multicouche en fonction de l'indice de l'environnement n_{env} , pour un angle d'incidence $\theta \approx 54.089^\circ$. On constate que l'augmentation de l'indice de réfraction de l'environnement n_{env} induit un décalage spectral vers le rouge de l'onde de surface de Bloch. Pour de petites variations de n_{env} autour de 1.0, le décalage est quasi-linéaire. La pente a de la droite, définissant le décalage spectral de l'onde de surface pour les faibles variations d'indice, est de 620.06 nm/RIU . Ce décalage spectral a priori modeste par rapport à d'autres techniques de détection peut apparaître comme une limite de la sensibilité du réfractomètre. Il est cependant compensé par la réponse spectrale extrêmement fine de

l'onde de surface de Bloch. Les réfractomètres à bases d'onde de surfaces de Bloch présentent d'excellentes performances de sensibilité [197, 263]. Notons que la sensibilité de notre plateforme peut être améliorée en utilisant des ondes de surface de Bloch d'indice effectif n_{eff} plus faible. Cela s'explique par le fait que pour de plus petit n_{eff} le champ optique évanescent pénètre plus en profondeur dans le milieu à sonder et interagi donc plus avec ce dernier. Cependant, pour des raisons techniques liées à la plage de fonctionnement de notre source laser, nous avons décidé de rester sur une longueur d'onde de fonctionnement proche de 1600nm, impliquant un indice effectif de l'onde de surface plus élevé et donc une sensibilité réduite.

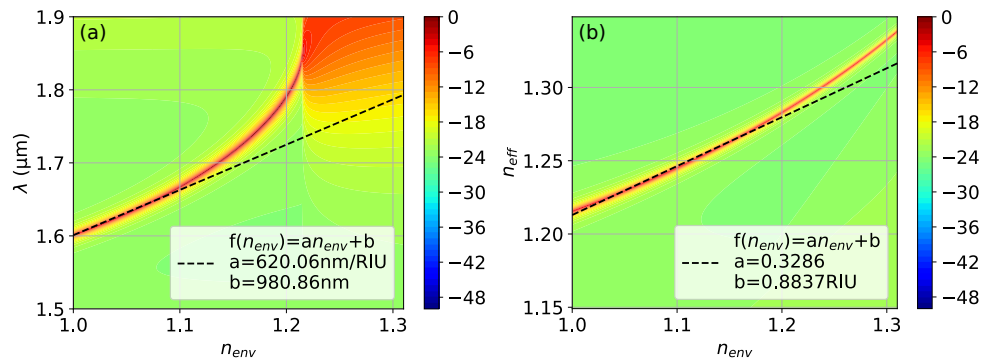


FIGURE 3.14 – Évolution simulée par matrice S (a) de la réponse spectrale et (b) de l'indice effectif n_{eff} de l'onde de surface de Bloch en fonction l'indice de réfraction de l'environnement n_{env} . Pour l'étude spectrale, le multicouche est illuminé en configuration de Kretschmann par une onde plane incidente sous un angle $\theta \approx 54.089^\circ$. Pour l'étude de n_{eff} la longueur d'onde est fixée à $\lambda_0 = 1.6\mu\text{m}$.

Nous avons réalisé un test préliminaire simple consistant à souffler légèrement sur la zone sensible de notre capteur et observer la puissance optique en sortie de Fan-In/Out. D'après la figure 3.14 l'humidité du souffle devrait générer une variation de n_{env} suffisante pour observer une variation de puissance optique. Malheureusement, le test n'a pas été concluant, nous laissant penser que la longueur de propagation de $70\mu\text{m}$ de l'onde de surface de Bloch sur la plateforme était trop faible pour sonder le milieu environnant. Pour palier à ce problème, nous avons décidé de fabriquer une deuxième plateforme fibrée sur la facette d'une férule à deux ouvertures connectée à deux fibres monomodes. Les fibres étant espacées de $350\mu\text{m}$, nous pouvons envisager d'accroître d'un facteur 5 la longueur d'interaction de l'onde de surface de Bloch (se propageant entre les deux fibres) avec le milieu extérieur.

3.9/ CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons traité des étapes de fabrication spécifiques à notre première plateforme fibrée. Entre autre la préparation des fibres multicœurs avant l'étape de dépôt du multicouche. La fabrication par FIB des réseaux de diffraction nous permettant de coupler la lumière du mode de fibre aux ondes de surface de Bloch. Nous avons ensuite traité de la caractérisation de la plateforme tout d'abord en réalisant un bilan énergétique afin de quantifier les pertes liées aux différents éléments optiques composant notre banc de caractérisation et plus spécifiquement à notre plateforme. Puis en

réalisant une analyse en polarisation qui nous a permis de montrer l'existence d'une relation entre l'état de polarisation en entrée et la puissance optique en sortie de notre plateforme. Nous avons alors exploité cette caractéristique afin de créer une seconde plateforme basée autour d'un réseau croisé nous permettant de choisir le chemin emprunté par l'onde surface de Bloch en jouant sur un paramètre facilement contrôlable en amont qu'est la polarisation de la lumière. Enfin nous avons étudié la réponse spectrale de notre plateforme et mis en évidence un comportement que nous n'avons pas prévu, laissant penser à la réponse optique d'une cavité optique de type Fabry-Pérot. En analysant en détail les mesures spectrales, nous avons pu remonter aux indices de réfractifs des matériaux déposés et calculer la relation de dispersion corrigée de l'onde de surface de Bloch. Ce qui nous a permis par la suite de retrouver semi-analytiquement le spectre mesuré et avoir une compréhension fine de ce dernier. Enfin pour conclure nous avons tenté de mesurer une variation d'indice de réfraction sans succès ce qui nous laisse à penser que notre capteur est trop petit pour fonctionner convenablement. Pour remédier à cela, nous traiterons dans le prochain chapitre de la fabrication et de la caractérisation d'une plateforme fibrée construite autour d'un ferrule à deux fibres, nous permettant d'augmenter la longueur d'interaction de l'onde de surface de Bloch avec son environnement.

ONDE DE SURFACE DE BLOCH SUR FÉRULE À DEUX FIBRES

Dans ce chapitre, nous allons traiter de la fabrication et de la caractérisation d'une plateforme fibrée basée sur une férule capable d'accueillir deux fibres. L'idée est alors tout comme pour la première plateforme, d'inter-connecter ces deux fibres grâce à l'onde de surface de Bloch.

4.1/ ASSEMBLAGE FIBRES-FÉRULE

Comme mentionné précédemment, cette nouvelle plateforme est construite autour d'une férule en verre borosilicate à double canaux commandée chez CM SCIENTIFIC ref. V/11466DB. Cette dernière est livrée nue ce qui nous laisse la liberté de choisir le type de fibre que l'on souhaite utiliser. Avec des canaux de diamètre de $127 \pm 15 \mu\text{m}$ elle accepte une grande variété de fibre ayant un diamètre une fois dénudée de $125 \mu\text{m}$. Nous avons opté pour deux type de fibre, de la mono-mode (SMF-28) et multi-mode (MMF-50) à 1550 nm. À partir de ces fibres nous avons créé deux plateformes, une première composée uniquement de fibre mono-mode pour l'entrée et la sortie et une seconde, hybride composée d'une fibre mono-mode et d'une fibre multi-mode.

Pour réaliser l'assemblage, on coupe environ 1.20 m de fibre puis on retire à une extrémité le revêtement en acrylate sur une environ 3 cm. Une fois les fibres préparées, on applique une colle époxy thermodurcissable de la marque EPOTEK ref. 353ND dans les canaux et sur la facette de la férule qui accueillera le multicouche. On insère ensuite la partie dénudée des fibres dans les canaux tout en veillant à ce qu'il n'y ait pas de bulles d'air emprisonnées dans la colle. On fait dépasser les fibres de de la goutte de colle déposée sur la facette de la férule puis à l'aide d'un décapeur thermique ou d'un

Diamètre intérieur du canal	$0.1270 \pm 0.0015 \text{ mm}$
Diamètre extérieur	2.159 mm
Distance centre à centre	$0.425 \pm 0.002 \text{ mm}$
Longueur	10.16 mm
Matériau	Borosilicate

TABLE 4.1 – Férule CM SCIENTIFIC ref. V/11466DB à double canaux avec méplat sur le diamètre extérieur.

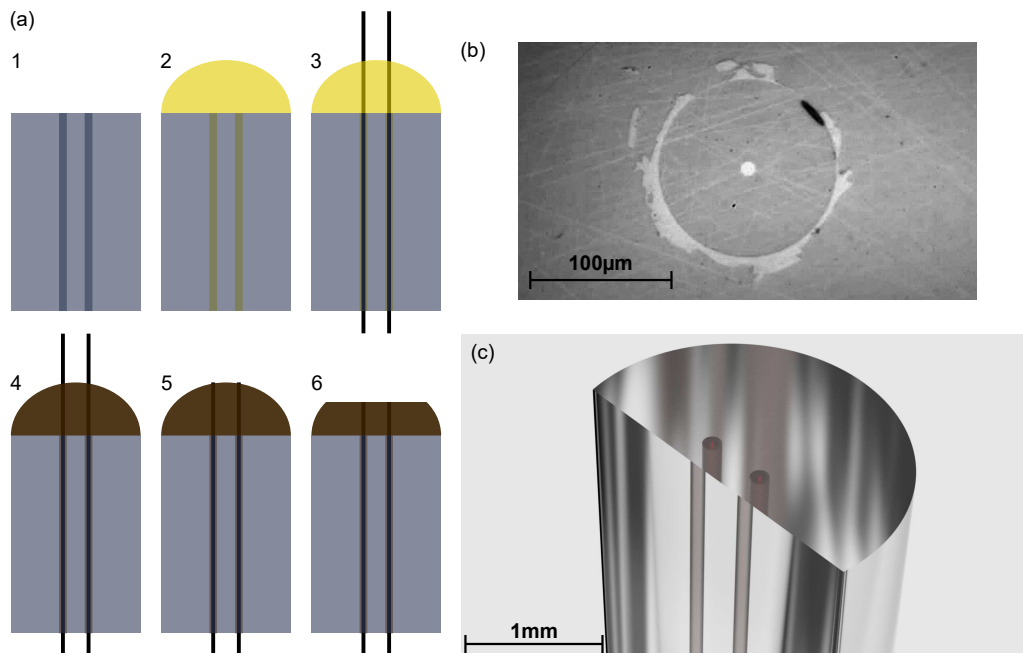


FIGURE 4.1 – (a) Vue schématique des différentes étapes d'assemblage des fibres avec la férule à double canaux. (1) Avant l'assemblage on vérifie la propreté de la férule et si les canaux ne sont pas obstrués. (2) À l'aide d'une seringue on applique une petite dose de colle dans les canaux et sur la facette à polir de la férule. (3) On introduit les fibres préalablement préparées en veillant à les faire dépasser du bourrelet de colle. (4) À l'aide d'un pistolet à air chaud on chauffe l'ensemble pour polymériser la colle. On attend que cette dernière vire au marron pour arrêter la chauffe. (5) On clive les fibres à l'aide d'un couteau à rubis. (6) Enfin, la férule est prête à être polie. Pour cela on utilise différents papiers abrasifs en commençant avec la plus grosse taille de grain afin d'enlever rapidement la colle. (b) Vue au microscope optique de l'assemblage d'une fibre avec la férule durant l'étape de polissage (grains 3 μm). On repère facilement la fibre et son cœur au centre de l'image. On constate que l'ensemble présente des résidus de colle entre les parois du canal et la gaine de la fibre. Ces derniers ne sont pas gênants pour notre application tant qu'ils restent dans le plan de la facette de la férule. On observe également des rainures provoquées par le polissage. Ces dernières s'estomperont petit à petit en réduisant le grain du papier abrasif, jusqu'à totalement disparaître. (c) Rendu photo-réaliste de la férule à double canaux de CM SCIENTIFIC en configuration double fibre mono-mode.

pistolet à air chaud on vient polymériser la colle. En polymérisant, la colle change de couleur passant de transparente à brune ce qui nous permet de contrôler cette étape cruciale. Une fois la colle polymérisée, on vient couper l'extrémité des fibres dépassant du bourrelet de colle à l'aide d'une lame en rubis.

Les férules sont maintenant prêtes pour le polissage. Cette étape est réalisée à la main sur papier abrasif à l'aide d'un support pour férule spécialement usiné pour l'occasion. Ce support permet de bloquer la férule à l'aide d'un méplat de manière à ce que la facette à polir reste parallèle au plan du support. Durant la session de polissage, plusieurs papiers abrasifs sont utilisés. On commence avec un papier très abrasif (grains 5 μm) afin d'enlever rapidement le bourrelet de colle jusqu'à voir apparaître la facette de la férule. Une fois que la facette apparaît en transparence derrière une fine couche de colle,

on diminue le grain du papier pour du 3 μm . Quand la colle a été totalement enlevée, on passe sur un grain de 1 μm et on imbibe le papier d'éthanol qui servira de lubrifiant et permettra d'évacuer plus facilement les saletés créées durant le polissage et cela afin d'éviter de rayer la férule. Durant cette étape, on vérifie périodiquement la planéité de la férule en regardant le reflet d'une source de lumière distante sur la facette de la férule. Si le reflet est uniforme, alors on considère la facette comme plane, inversement si on observe une discontinuité, une cassure dans le reflet alors c'est que la facette n'est pas plane. Pour remédier à ce problème il suffit de continuer le polissage en veillant à ne pas appuyer trop fort et en réalisant des mouvements décrivant un huit. Quand la planéité de surface nous convient, on utilise un dernier grain de 300 nm afin d'obtenir un polis de qualité optique. On contrôle la qualité du poli à l'aide d'un microscope optique pour vérifier qu'il n'y a pas de rayures sur la fibre et la férule.

4.2/ GUIDE D'ONDE POUR ONDE DE SURFACE DE BLOCH

Une fois la férule polie, on y dépose le multicouche de $\text{Nb}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$ comme décrit dans le chapitre 2. Tout comme les précédentes plateformes, on souhaite relier les cœurs de fibre avec l'onde de surface de Bloch. Pour cela on utilise là encore des coupleurs à base de réseau de diffraction dont les paramètres géométriques sont les suivants.

Pas du réseau d	1.4 μm
Taux de remplissage a	62 %
Profondeur de gravure h	365 nm
Nombre de périodes	5

TABLE 4.2 – Paramètres géométriques des réseaux de diffraction pour la plateforme férulée.

Cependant étant donnée l'augmentation de la distance inter-cœurs L qui passe de 70 μm à 425 μm il faut être extrêmement vigilant à l'orientation des réseaux. En effet, la relation entre la tolérance d'orientation des réseaux $\Delta\theta$ et la distance inter-cœurs L est donnée par :

$$\Delta\theta = \arctan\left(\frac{\Delta x}{L}\right) \quad (4.1)$$

où Δx est la tolérance de positionnement latéral. Appliqué au cas de la férule et si l'on fixe $\Delta x = 2 \mu\text{m}$, équivalent à environ un quart du diamètre du cœur de fibre, on obtient une tolérance angulaire $\Delta\theta = 0^\circ 16' 12''$ contre $1^\circ 38' 24''$ pour la précédente plateforme. Il faut donc être environ six fois plus précis sur l'orientation des réseaux si l'on souhaite avoir une chance de connecter les cœurs de fibre avec l'onde de surface de Bloch. Pour palier à un éventuel problème d'alignement, nous avons choisi de passer d'une propagation libre de l'onde de surface de Bloch, à une propagation guidée. Plusieurs travaux ont déjà été réalisés sur le confinement des ondes de surfaces de Bloch dans des structures guidantes [264–266] mais la plupart ont choisi une fabrication additive en fabricant le guide d'onde à partir d'une couche de résine polymère déposée sur le multicouche là où nous sommes contraint d'utiliser une technique de fabrication soustractive. Pour fabriquer notre guide d'onde nous avons choisi de graver au FIB deux tranchés directement dans

le multicouche de part et d'autre de l'axe passant par les deux cœurs de fibre. Le design bien qu'assez simple nécessite de passer à un modèle FDTD en trois dimensions afin d'étudier les effets du guide d'onde sur la propagation de l'onde de surface de Bloch.

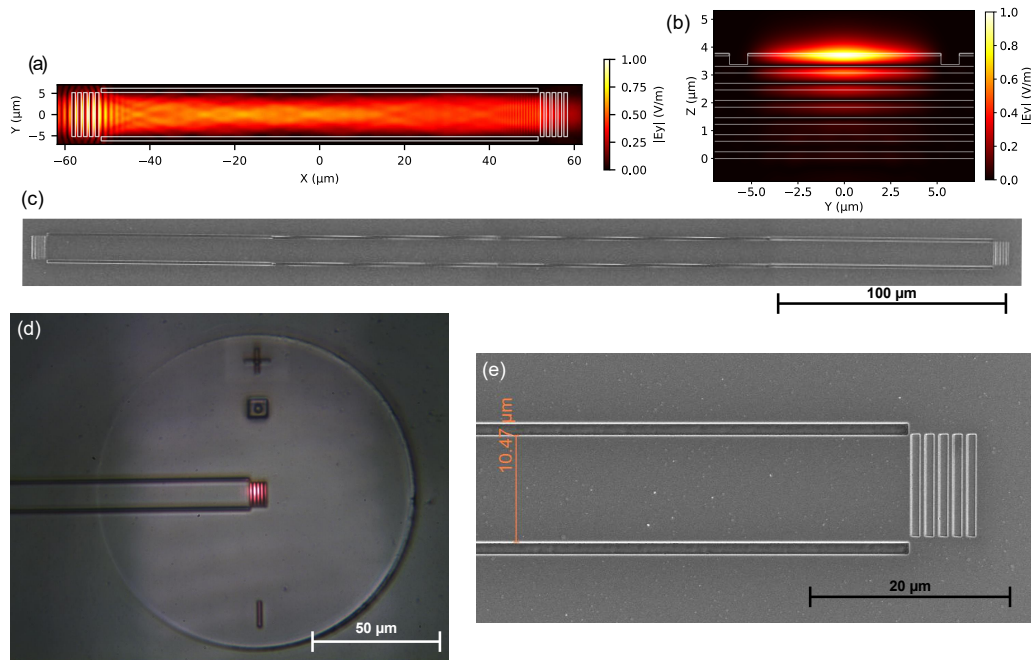


FIGURE 4.2 – (a) Vue de dessus de la structure et champ électrique $|E_y|$ calculé par FDTD montrant la propagation de l'onde de surface de Bloch dans le guide d'onde. La structure est composée de deux réseaux de couplage de période $d=1.4 \mu\text{m}$, de taux de remplissage $a=62\%$ et de profondeur de gravure $h=365 \text{ nm}$. Le guide d'onde est quant à lui composé de deux tranchées espacées de $L=10 \mu\text{m}$, larges de $l=1 \mu\text{m}$ et profondes de $h_g=400 \text{ nm}$. La longueur de propagation a été réduite, comparée à la réalité ($\approx 425 \mu\text{m}$) pour des raisons de temps de calcul. (b) Vue en coupe du guide d'onde et du champ électrique $|E_y|$ calculé par FDTD montrant une distribution proche du mode fondamental. (c) Vue au MEB de l'ensemble de la structure. (d) Vue au microscope optique de la plateforme. On distingue la férule dans laquelle la fibre a été insérée ainsi que son cœur en rouge. On injecte un laser rouge afin de contrôler optiquement la superposition du cœur avec le réseau de couplage. (e) Zoom au MEB sur le réseau de diffraction.

La largeur du guide d'onde l est choisie afin de maximiser la quantité de lumière injectée, ce dernier ne peut donc pas être plus petit que le diamètre du mode de fibre $\approx 9 \mu\text{m}$. On ne se soucie pas ici des modes transverses supportés par le guide, il est d'ailleurs fort probable que le guide soit multimode bien que la distribution de champ $|E_y|$ (voir figure 4.2(d)) montre un mode transverse proche du fondamental. La profondeur des tranchées h_g est quant à elle choisie sur la base du profil de l'onde de surface de Bloch et de sorte à ce que l'intégralité du lobe principale de l'onde de surface de Bloch soit contenu dans le guide d'onde.

On observe sur la figure 4.2(a) une série de franges d'interférences à l'interface entre le guide d'onde et le réseau de diffraction, trahissant une réflexion dû à une désadaptation d'impédance. Pour palier à ce problème nous aurions pu optimiser le réseau de couplage afin de réaliser une adaptation d'impédance entre le mode du guide d'onde et l'ordre diffracté. Cependant, le passage d'un modèle FDTD en deux dimensions à un

modèle en trois dimensions à considérablement augmenté le temps de calcul passant de quelques minutes à plus de cinq heures. Le processus d'optimisation impliquant généralement plusieurs centaines d'itérations, le gain recherché nous a paru peu intéressant vis à vis de l'effort à fournir. La plateforme se veut avant tout un prototype nous permettant de démontrer qu'il est possible de relier avec une ondes de surface de Bloch deux fibres montées sur férule.

Pour la fabrication par FIB des réseaux et du guide d'onde, nous avons réemployé la méthode utilisée précédemment pour les plateformes sur fibre multicœur. Pour rappel, celle-ci consiste à déposer une fine couche de Chrome (≈ 80 nm) sur l'ensemble de la plateforme afin de pouvoir l'imager au MEB et d'y graver un repère composé d'une croix et d'un trait visibles sur la figure 4.2(d). On image ensuite la plateforme à l'aide d'un microscope optique inversé et on injecte une source laser dans les fibre afin de localiser les cœurs de fibre dans le repère précédemment créé. À noter cependant, que contrairement aux précédentes plateformes on grave ici deux repères, un pour chaque fibre car le champ de vision du MEB lors de la gravure par FIB est trop petit pour voir les deux cœurs de fibre simultanément. La localisation des deux cœurs de fibre est réalisé optiquement dans les deux repères afin d'extraire leurs positions ainsi que l'orientation du futur réseau de couplage. Au total, nous avons donc par repère deux positions pour les deux cœurs de fibre ainsi qu'un angle d'orientation pour le réseau. A cause de contraintes liées au champ de gravure du FIB, les tranchés qui composent le guide d'onde sont gravées en quatre segments mis bout à bout. On peut d'ailleurs repérer les quatre régions de gravure sur la figure 4.2(c).

4.3/ DÉTECTION DE VAPEURS D'ALCOOL

4.3.1/ GRADIENT DE CONCENTRATION EN VAPEURS D'ALCOOL

Afin de tester la capacité de détection de cette nouvelle plateforme nous avons mis en place un banc de test capable de créer un environnement saturé en vapeurs d'alcool. Remarque, des travaux similaires ont déjà été réalisés par *Descrovi et al* [220, 267]. Le banc de mesure se compose d'une fiole remplie d'un fond d'éthanol chauffé à l'aide d'une plaque chauffante et d'une platine motorisée sur laquelle est attachée la plateforme fibrée. Du côté optique, nous utilisons une source laser accordable (Agilent 8164A + module laser 81640A) réglée en modulation interne sur 1 kHz, ainsi qu'une photodiode InGaAs polarisée sur pile afin de détecter le signal optique en sortie de la plateforme fibrée. L'ensemble est connecté à un amplificateur à détection synchrone (Signal Recovery model 5210) afin de filtrer et d'amplifier le signal utile et ainsi augmenter le rapport signal à bruit. L'utilisation d'un contrôleur de polarisation fibré branché derrière la source laser nous permet de maximiser la puissance optique couplée à l'onde de surface de Bloch. Le signal de sortie de l'amplificateur à détection synchrone (OUTPUT) est ensuite enregistré avec une carte d'acquisition NI-9215.

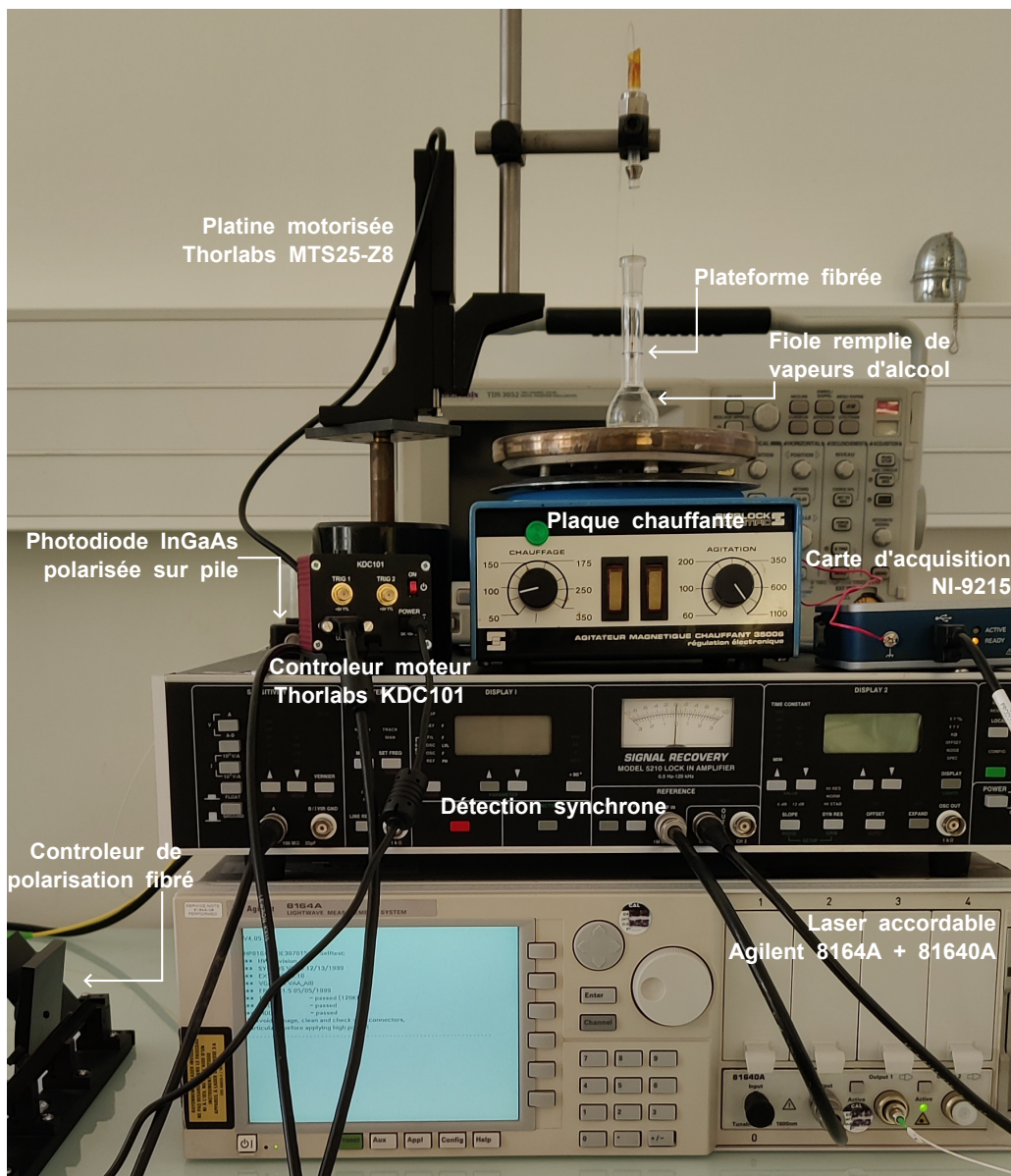


FIGURE 4.3 – Photographie du banc de mesure permettant la génération d'un environnement saturé en vapeurs d'alcool. On y retrouve de bas en haut, le laser accordable (Agilent 8164A + module laser 81640A) dont la sortie de modulation interne (OUTPUT) est connectée à l'amplificateur à détection synchrone (REF IN). En bas à gauche, le contrôleur de polarisation fibré directement connecté en sortie de la source laser. Au milieu en noir, l'amplificateur à détection synchrone (Signal Recovery model 5210) est utilisé afin d'extraire le signal utile noyé dans le bruit de la source laser et de la photodiode. Au dessus, à gauche on retrouve le contrôleur de moteur (Thorlabs KDC101) permettant de piloter la platine motorisée (Thorlabs MT S25-Z8) et cachée derrière se trouve la photodiode InGaAs utilisée pour mesurer le signal optique en sortie de la plateforme fibrée. Cette dernière est polarisée sur pile ce qui permet d'éliminer le bruit lié à l'alimentation électrique et est connectée à l'amplificateur à détection synchrone (SENSITIVITY A). Au milieu, on retrouve la plaque chauffante sur laquelle est posée la fiole remplie d'un fond d'éthanol. Dans cette fiole est introduit la férule fibrée supportée par un bras monté sur la platine motorisée. Enfin à droite, se trouve la carte d'acquisition (NI 9215) permettant d'enregistrer le signal de sortie (OUTPUT) de l'amplificateur à détection synchrone.

Afin de créer l'environnement adéquate aux mesures nous suivons le protocole suivant. Dans un premier temps la fiole est nettoyée à l'eau déminéralisée puis séchée. On verse ensuite un fond d'éthanol dans la fiole (quelques millimètres suffisent). La fiole est placée sur la plaque chauffante réglée sur une température d'environ 50°C, sachant que le point d'ébullition de l'éthanol est de 79°C. Une fois la plaque chauffante à température on l'éteint pour laisser l'éthanol refroidir et les vapeurs se stabiliser. En attendant que la température baisse, on utilise le contrôleur de polarisation afin de maximiser le signal de sorti optique. La fêrle est ensuite introduite manuellement dans la fiole tout en surveillant le signal optique de sortie. Quand le signal commence a diminuer on resserre la vise du support. On utilise ensuite la platine motorisée (MTS25-Z8 de chez Thorlabs) pour réaliser une descente par palier de 500 μm de la fêrle dans les vapeurs d'éthanol, puis une remonté à la position d'origine. Le signal de sortie enregistré est affiché dans la Fig. 4.4. On y observe une diminution du signal de sortie lors de la descente de la fêrle dans les vapeurs d'alcool (zone rouge) qui s'explique par une augmentation progressive de l'indice de réfraction de l'environnement n_{env} suivit par une augmentation du signal lors de la remonté de la fêrle (zone verte).

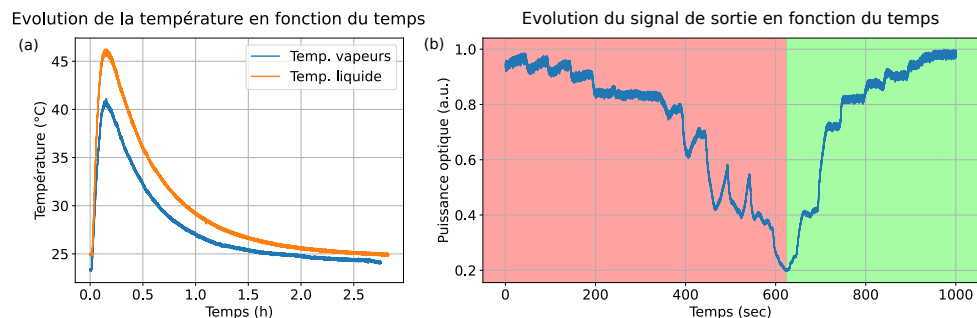


FIGURE 4.4 – (a) Mesure de la température de l'éthanol lors de la phase de monté en température . (b) Évolution du signal en sortie de l'amplificateur à détection synchrone pour une descente de la fêrle dans les vapeurs d'alcool (partie rouge) ainsi que pour une remonté à la position d'origine (en vert).

On constate cependant, que les paliers associés à la descente de la fêrle dans les vapeurs d'alcool ne sont pas stables et convergent avec le temps vers une valeur de signal plus élevée. Cette dérive est au début peut marquée pour les quatre premiers paliers (de 0 à 200 secondes) avant de s'amplifier pour les paliers 8 à 9 (de 400 à 600 secondes). Ce phénomène n'est pas observé pour la remonté de la fêrle. Comment expliquer alors ce phénomène ? On suppose que lors de la phase de descente, la fêrle plus froide que son environnement provoque une condensation des vapeurs d'alcool sur la plateforme à onde de surface de Bloch. Cette couche de condensation augmente alors brièvement le n_{env} vue par l'onde de surface de Bloch avant de s'évaporer lentement avec la thermalisation de la fêrle, expliquant l'augmentation du signal pour chaque palier. Lors de la phase de monté de la fêrle, ce phénomène n'est pas observé car pour chaque palier la fêrle arrive légèrement plus chaude que son environnement, il n'y a donc pas condensation.

Une analyse plus fine des mesures effectuées durant la phase monté est réalisée en traçant la puissance optique du signal de sortie en fonction de la position de la platine (voir Fig. 4.5 (b)). Afin de traduire les mesures de puissance optique en mesure d'indice de réfraction de n_{env} nous avons réalisé une étude numérique à l'aide de notre modèle FDTD. Cette étude a consisté à faire varier l'indice de réfraction du superstrat n_{env} sur une

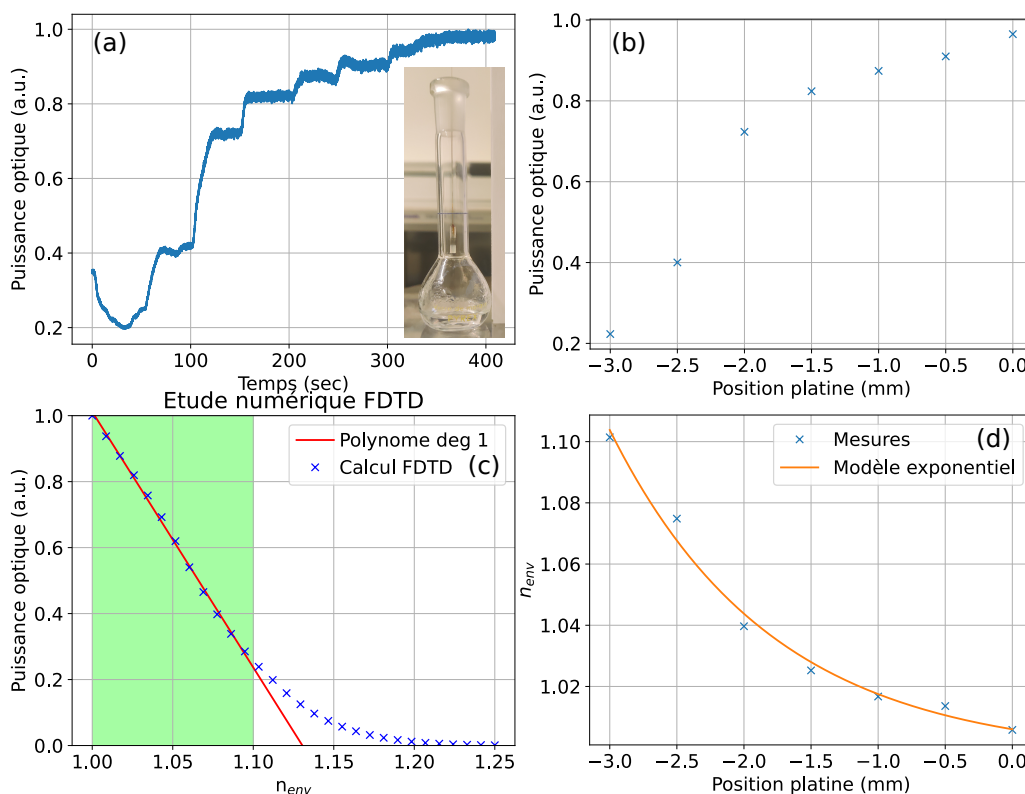


FIGURE 4.5 – (a) Évolution de la puissance optique en sortie de la plateforme en fonction du temps lors de la phase de remonté de la férule. Chaque palier correspond à une position fixe de la férule. (b) Évolution de la puissance optique en sortie de la plateforme en fonction de la position de la férule. (c) Étude numérique de l'impact de l'indice de réfraction de l'environnement n_{env} sur la puissance optique en sortie de la plateforme. La zone de travail qui s'étale de 1.00 à 1.10 RIU est encadrée en vert. Les points de calcul FDTD de cette zone sont utilisés pour adapter un polynôme de degré 1 de forme $f(x) = ax + b$ avec $a = -7.751724 \text{ RIU}^{-1}$ et $b = 8.763563$. (d) Transcription des mesures de puissance optique réalisées en (b) en valeurs d'indice de réfraction n_{env} à l'aide des données de simulation de (c). La courbe en orange est une adaptation de l'équation 4.6 sur les mesures. La valeurs des coefficients après adaptation sont : $a = 1.343534 \times 10^2 \text{ RIU}^2$ et $b = 9.480869 \times 10^{-1} \text{ mm}^{-1}$.

plage allant de 1.00 à 1.25 tout en mesurant la puissance optique de sortie. La courbe qui en résulte, présentée dans la Fig. 4.5 (c) nous permet de passer d'une grandeur à l'autre. En utilisant cette nouvelle relation, nous avons pu tracer dans la Fig. 4.5 (d), la variation de n_{env} en fonction de la position de platine. On constate alors que l'indice de réfraction des vapeurs d'alcool évolue de manière exponentielle en fonction de la position de platine.

Afin de comprendre cette évolution, il est nécessaire de connaître deux choses. Premièrement, le lien entre la masse volumique ρ_m d'un gaz et son indice de réfraction n . Cette relation est donnée par l'équation de Lorentz-Lorenz :

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{N_A \alpha}{3m} \rho_m \quad (4.2)$$

où N_A , α et m sont respectivement le nombre d'Avogadro, la polarisabilité moyenne et la masse moléculaire [268]. Quand le carré de l'indice de réfraction $n^2 \approx 1$, ce qui est le cas pour des gaz, on peut réécrire l'équation 4.2 sous la forme :

$$n \approx \sqrt{1 + \frac{N_A \alpha}{m} \rho_m} \quad (4.3)$$

Maintenant que nous avons exprimé l'indice de réfraction n en fonction de la masse volumique du gaz ρ_m il reste à trouver la relation qui lie ρ_m à la position de la platine. Pour cela on utilise la formule de la variation de pression verticale d'un gaz 4.4 et la relation entre la masse volumique ρ_m et la pression P 4.5.

$$P_h = P_0 \exp\left(-\frac{mgh}{kT}\right) \quad (4.4)$$

$$\rho_m = \frac{mP}{kT} \quad (4.5)$$

où P_h est la pression à la hauteur h , P_0 est la pression au niveau de la mer, m est la masse moléculaire, g est l'accélération de pesanteur, h est la hauteur au dessus du niveau de la mer, k est la constante de Boltzmann et T est la température en Kelvin.

Enfin, en combinant les équations 4.3, 4.4 et 4.5 on obtient la relation entre indice de réfraction n et hauteur h .

$$n(h) \approx \sqrt{1 + \frac{N_A \alpha P_0}{kT} \exp\left(-\frac{mgh}{kT}\right)} \quad (4.6)$$

Pour simplifier l'équation, on fait l'approximation d'une température T constante afin de poser $a = \frac{N_A \alpha P_0}{kT}$ et $b = \frac{mg}{kT}$.

On souhaiterait maintenant connaître la résolution RIU de notre capteur. C'est à dire, quelle est la plus petite variation d'indice de réfraction que nous puissions mesurer ? Cela revient donc à quantifier le niveau de bruit associé à la mesure. Pour cela, on converti en valeur d'indice de réfraction, le signal précédemment mesuré et ceux grâce aux données de simulations présentées dans la figure 4.5(c).

Le signal obtenu est affiché en bleu sur la figure 4.6(a). Afin de réduire le bruit, on réalise une moyenne glissante avec une fenêtre de 3.0 sec et on trace la courbe obtenue en orange. On constate d'ores et déjà sur les données brutes que le niveau de bruit n'est pas constant et semble inversement proportionnel au niveau du signal. Cette observation peut également être faite sur les figures 4.4 et 4.5(a). Cela implique que le capteur sera alors plus performant pour certaines valeurs de l'indice de réfraction. Afin d'étudier plus finement ce phénomène, on trace le bruit en fonction du signal moyenné (courbe orange de la figure 4.6(a)), voir figure 4.6(b). Comme mentionné précédemment on constate que le niveau de bruit augmente là où le signal RIU diminue. Il atteint un maximum de 1×10^{-3} RIU dans la zone encadrée en rouge et un minimum de 4×10^{-4} RIU dans la zone encadrée en vert. Ces valeurs définissent la résolution de notre capteur.

En exploitant la figure 4.5(c) on extrait la sensibilité de notre capteur sur la plage de mesure. C'est à dire, la variation de puissance optique en sortie de la plateforme générée

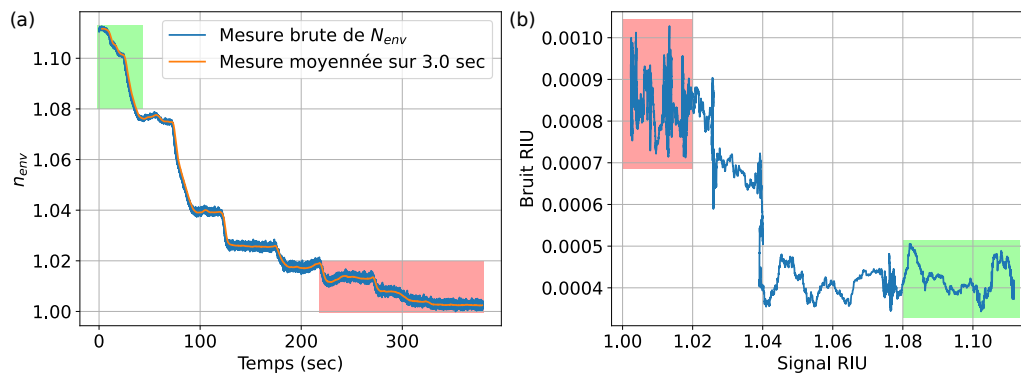


FIGURE 4.6 – (a) Évolution de l'indice de réfraction n_{env} mesuré en fonction du temps brut et moyenné sur 3.0 sec afin de diminuer le bruit. (b) Évolution du bruit RIU en fonction de la mesure d'indice de réfraction. Encadrée en vert, la zone de fonctionnement optimale, avec un bruit d'environ 4×10^{-4} RIU. La zone encadrée en rouge présente le niveau de bruit le plus élevé, atteignant 1×10^{-3} .

par la variation de l'indice de réfraction n_{env} . Autrement dit, on cherche le coefficient de pente d'un polynôme de degré 1 ajusté sur les données de simulation contenues dans la zone verte. On trouve une sensibilité de -775.1724 %/RIU.

4.3.2/ EXPOSITION CONTRÔLÉE AUX VAPEURS D'ALCOOL

Ces premiers résultats nous ont poussé à poursuivre les tests mais cette fois sur un banc de mesure avec de plus faibles concentrations d'éthanol. Pour cela, nous nous sommes rapproché de Jean-Baptiste SANCHEZ, Docteur en chimie et responsable de l'équipe Micro NANO MAterials & Surfaces (MINAMAS) à l'institut FEMTO-ST. L'équipe possède un banc instrumenté sur lequel ils testent régulièrement leurs capteurs. Le banc permet d'exposer le capteur à différents polluant propanol C_3H_8O , formaldéhyde CH_2O , éthanol C_2H_6O , ... mélangés en quantité contrôlé à de l'air industriel. La concentration de ces polluants est de l'ordre du ppm pour le propanol et le formaldéhyde mais peut atteindre des concentrations bien plus élevés avec l'éthanol si le réacteur dans lequel est stocké le polluant est chauffé. C'est dans cette dernière configuration que nous avons choisi de tester notre plateforme afin de maximiser nos chances de détection.

Pour exposer la férule à l'air chargé en vapeurs d'éthanol, on l'insère dans un raccord pour tube avec pas de vis. L'ensemble est ensuite visé sur un raccord en "T" branché préalablement sur le circuit d'air pollué. Le banc instrumenté est composé d'un automate nous permettant de programmer une séquence

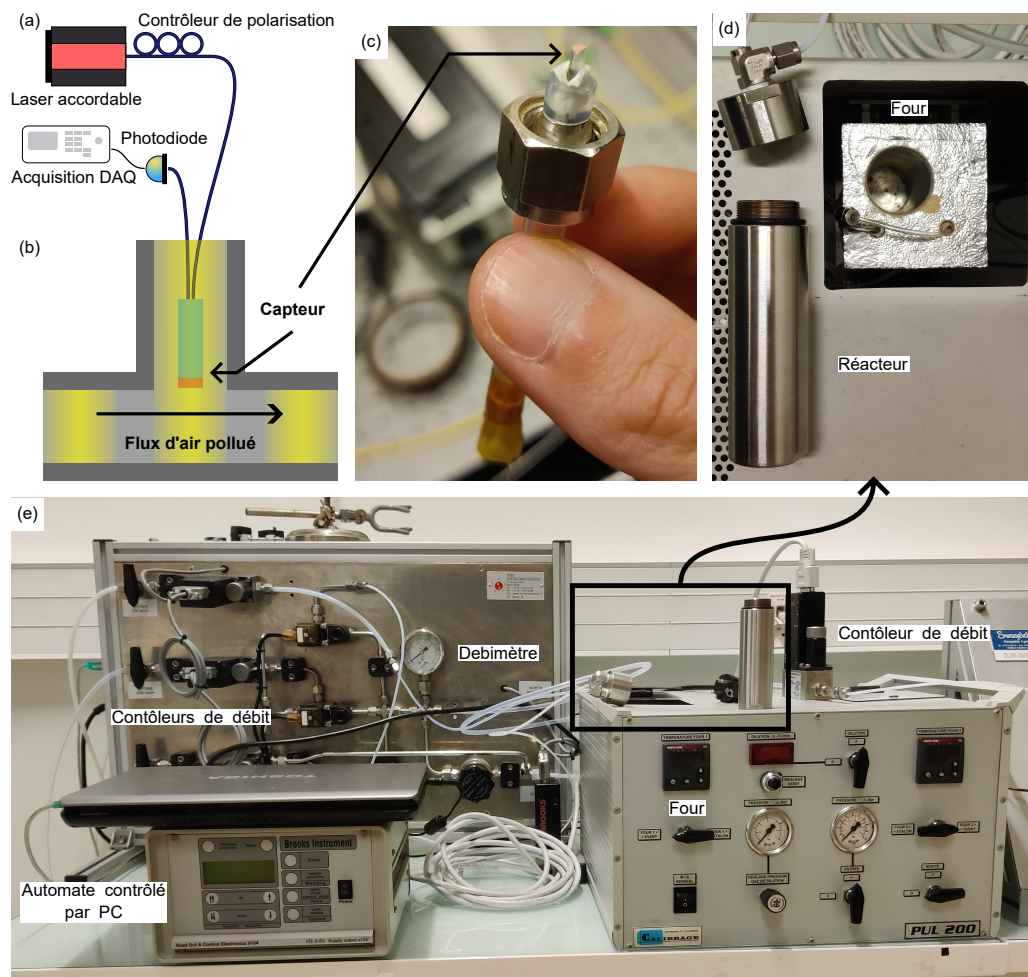


FIGURE 4.7 – (a) Schéma du montage optique composé d'un laser accordable proche infrarouge (Agilent 8164A + module laser 81640A), d'un contrôleur de polarisation fibré et d'une photodiode InGaAs polarisée sur pile branchée sur une carte d'acquisition National Instrument NI-9215. (b) La férule est exposée à une alternance de flux d'air pur et pollué représenté par les bandes jaunes. (c) Photographie de l'assemblage férule-raccord de tube avec pas de vis à monter sur le circuit d'air. (d) Photographie du four dans lequel est placé le réacteur contenant le polluant sous forme liquide (ici de l'éthanol C_2H_6O) à diffuser dans le circuit. (e) Vue global du banc instrumenté permettant la diffusion contrôlée de polluant dans un circuit d'air industriel. Les contrôleurs de débits sont pilotés par l'automate permettant de programmer une séquence d'exposition au polluant.

Malheureusement, ces tests n'ont pas données de résultats concluants. Aucune variation significative de la puissance optique en sortie de la plateforme n'a été détectée par notre banc de mesure.

4.4/ DISCUSSIONS

Les résultats expérimentaux obtenus précédemment, bien qu'encourageant nous laisse perplexe vis à vis du processus de détection mis en jeu avec notre plateforme. En effet, au vu des résultats théoriques présentés à la fin du chapitre 3 dans la Fig.

3.14, nous nous attendions à une sensibilité plus élevée, de l'ordre de -10^4 %/RIU. Or, les résultats expérimentaux démontrent que notre plateforme est environ 10 fois moins sensible. Comment expliquer un tel résultat ?

Une explication est sans doute à chercher du côté de la fibre optique. Avec une ouverture numérique (ON) de 0.14 la fibre optique que nous utilisons (SMF-28) accepte une large distribution angulaire. Pour la calculer nous utilisons l'équation 4.7 qui relie l'ouverture numérique de la fibre à l'angle d'acceptation maximum θ_{max} .

$$ON = n \sin \theta_{max} \quad (4.7)$$

où n est l'indice de réfraction du milieu incident, soit dans notre cas l'indice de réfraction moyen du multicouche calculé à partir de l'équation 4.8.

$$n = \frac{d_1 n_1 + d_2 n_2}{d_1 + d_2} \quad (4.8)$$

où d_1 et d_2 sont respectivement les épaisseurs géométriques des couches de Nb_2O_5 et de SiO_2 et n_1 et n_2 les indices de réfraction repris depuis le tableau 3.2. On trouve alors pour notre plateforme $n \approx 1.7512$ et $\theta_{max} = \arcsin \frac{ON}{n} \approx 4.6^\circ$. Autrement dit, tout vecteur d'onde \vec{k} avec un angle d'incidence associé compris dans le cône $\pm\theta_{max}$ se propagera dans la fibre. Si l'on compare maintenant θ_{max} à la largeur angulaire de l'onde de surface de Bloch (voir Fig. 2.5) on se rend compte que la sélectivité angulaire de notre plateforme est environ 50 fois moins bonne qu'avec le multicouche seul.

Afin de mieux appréhender le phénomène en jeu, on souhaite tracer l'angle d'injection dans la fibre en fonction de la variation de l'indice de réfraction de l'environnement n_{env} . Pour cela on utilise l'équation des réseaux 4.9.

$$n_2 \sin \theta_m = n_1 \sin \theta_i + m \frac{\lambda_0}{d} \quad (4.9)$$

où n_2 est l'indice de réfraction moyen du multicouche calculé plus haut, θ_m l'angle que forme l'ordre de diffraction d'ordre m avec la normal au plan du réseau, λ_0 la longueur d'onde dans le vide de l'onde incidente, d le pas du réseau et enfin dans notre cas $n_1 \sin \theta_i$ l'indice effectif de l'onde de surface de Bloch n_{eff} . On utilise la relation de la Fig. 3.14(b) pour exprimer l'indice effectif de l'onde de surface de Bloch n_{eff} en fonction de n_{env} et on fixe λ_0 à $1.55 \mu m$ et d à $1.4 \mu m$.

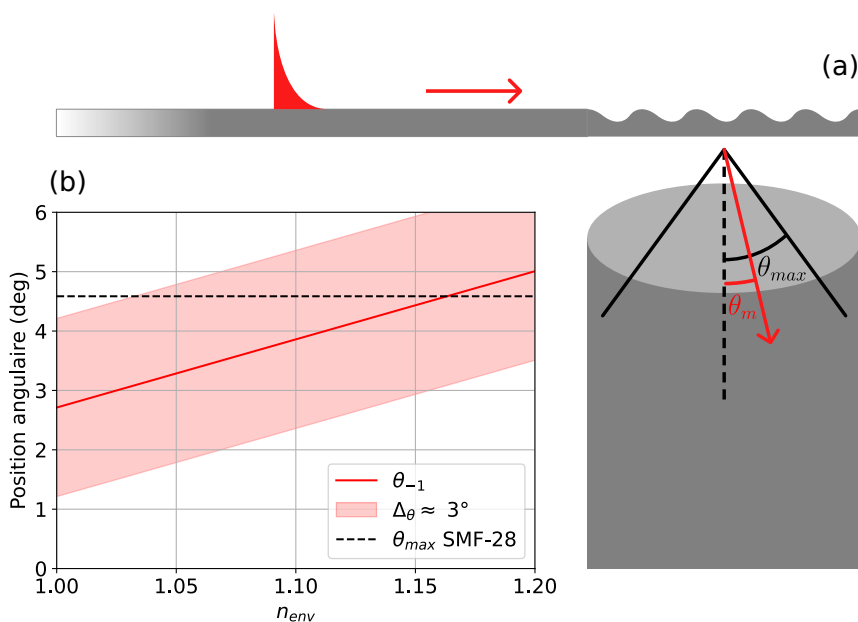


FIGURE 4.8 – (a) Dessin schématisant le problème étudié. L'onde de surface de Bloch arrive sur le réseau avec un indice effectif $n_{eff} = n_1 \sin \theta_i$ et est diffractée avec un angle θ_m où m est l'ordre de diffraction ici égal à -1. La lumière est guidée par la fibre uniquement si $\theta_m \leq \theta_{max}$. (b) Évolution de l'angle θ_m en fonction des variations de l'indice de l'environnement n_{env} pour une longueur d'onde λ_0 de $1.55 \mu\text{m}$ et un pas de réseau d de $1.4 \mu\text{m}$.

On introduit également une largeur angulaire $\Delta\theta$ dû à la taille finie des réseaux de diffraction. On constate alors deux régimes de fonctionnement pour notre capteur. Pour des petites variations de n_{env} l'onde diffractée se propage encore en intégralité dans la fibre. Pour des variations plus grandes de n_{env} , une partie de l'onde diffractée n'est plus transmise par la fibre, on observe donc une baisse du signal optique en sortie. Ce résultat permet d'expliquer pourquoi nous n'avons rien détecté avec le second banc de mesure. Les concentrations trop faibles d'éthanol n'ayant pas généré un changement de n_{env} suffisant pour atteindre le deuxième régime de fonctionnement. On note également que l'ordre diffracté $m = -1$ pour $n_{env} = 1$ et $\lambda_0 = 1.55 \mu\text{m}$ admet un angle θ_{-1} supérieur à 0° . Cette "erreur" de conception nous permet en réalité de se rapprocher du θ_{max} de la fibre et donc *in fine* d'avoir un capteur plus sensible.

Pour finir, on souhaite étudier cette fois la réponse spectrale de la plateforme en fonction de n_{env} . En effet, nous l'avons vu dans le chapitre 3, notre plateforme présente une réponse spectrale similaire à une cavité Fabry-Perot. Nous aimerions savoir si cette propriété peut être exploitée à des fins de capteur. Pour cela on utilise le modèle FDTD de notre plateforme avec une source lumineuse impulsionnelle centrée sur 1700 nm et avec un temps caractéristique τ calculé de sorte à avoir une largeur spectral $\Delta\lambda$ de 400 nm . Pour établir le temps caractéristique τ de la source on utilise l'équation 4.10, extraite du manuel du logiciel FULLWAVE : 4 EXCITATION TYPES > 4.D. TEMPORAL EXCITATION TYPE > 4.D.5. SETTING OPTIONAL TEMPORAL OPTIONS.

$$\Delta\lambda = 0.7495625 \frac{\lambda_0^2}{\tau} \quad (4.10)$$

Pour des raisons liées au temps de calcul, nous avons choisi de reprendre la lon-

gueur de propagation des plateformes sur fibre optique multicœur, soit $L \approx 70.71 \mu\text{m}$.

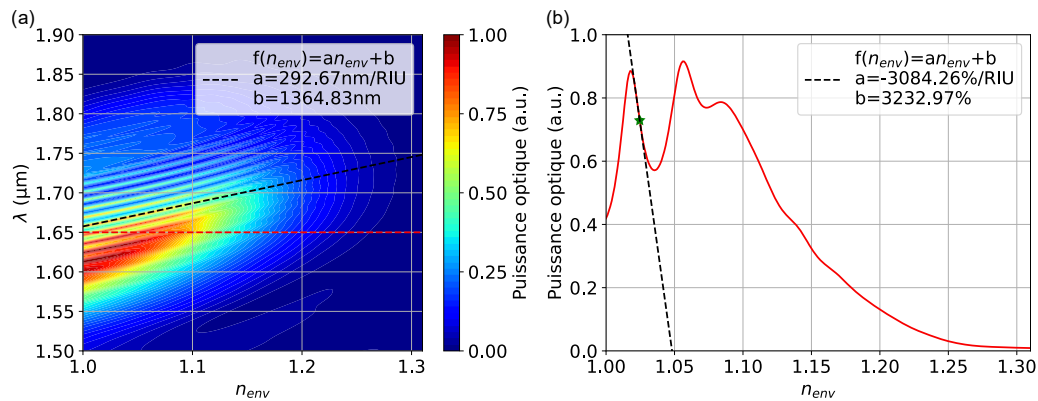


FIGURE 4.9 – (a) Étude spectrale de la plateforme sur fibre multicœur à l'aide du modèle FDTD. La longueur de propagation vaut ici $L \approx 70.71 \mu\text{m}$. 300 simulations ont été réalisées en régime impulsionnel en faisant varier n_{env} de 1.00 à 1.31. Le spectre en transmittance normalisé par la source est calculé pour chaque valeur de n_{env} . Les 300 spectres sont ensuite empilés pour former une matrice de 305 par 300 points. (b) Profil de la puissance optique en sortie de la plateforme pour une longueur d'onde constante de $\lambda_0 = 1.65 \mu\text{m}$ représentée par la ligne en pointillés rouge présente sur la figure précédente. On évalue le coefficient de pente du pic de résonance qui croise cette ligne en premier. On trouve $a = -3084.26\%/RIU$. Le point de fonctionnement idéal (sensibilité et linéarité optimales) est matérialisé par l'étoile verte.

La première chose que l'on observe sur la Fig. 4.9 (a) est la largeur spectrale de la réponse optique de la plateforme. Elle avoisine $\approx 200 \text{ nm}$, c'est environ 50 fois plus grand que pour le multicouche seul (voir Fig. 3.14 (a)). Cet étalement spectral s'explique par le large cône d'acceptance de la fibre optique. Le problème est donc intrinsèque au choix de la plateforme et ne peut à priori être corrigé qu'en réduisant l'ouverture numérique de la fibre ou en se positionnant en bordure du cône d'acceptance (proche du θ_{max}) au détriment d'un couplage efficace. Concernant le positionnement du maximum de puissance optique, ce dernier ne semble pas changer, dans les deux cas il se trouve aux alentours de $1.6 \mu\text{m}$ pour $n_{env} = 1.0$. On remarque également sur la Fig. 4.9 (a) que pour n_{env} constant et fixé à 1.0 on retrouve le spectre mesuré de la Fig. 3.13 (e).

A priori, la largeur spectrale de l'onde de surface de Bloch supportée par notre plateforme, semble compromettre son utilisation en tant que réfractomètre. Néanmoins, la modulation de la transmittance apportée par la présence de la cavité Fabry-Perot permet d'affiner localement la réponse spectrale de la plateforme. Par exemple, sur le spectre mesuré Fig. 3.13 (e) la largeur à mi-hauteur du pic de résonance centré en 1635.5 nm est mesurée à $\approx 3 \text{ nm}$. Enfin, on constate que les pics de résonance de la cavité Fabry-Perot subissent tout comme l'onde de surface de Bloch un décalage vers les plus grandes longueurs d'onde. Cependant, si l'on compare la sensibilité (matérialisée par le coefficient de pente a en nm/RIU) associée uniquement à l'onde de surface de Bloch (cf Fig. 3.14 du chapitre 3) à celle associée aux pics de résonance de la cavité Fabry-Perot, on constate que cette dernière est environ 2 fois moins élevée ($620.06 \text{ nm}/RIU$ pour le multicouche seul et $292.67 \text{ nm}/RIU$ pour la plateforme fibrée).

Pour exploiter le capteur à son plein potentiel il faudrait donc se placer au point de fonctionnement optimal représenté par une étoile verte dans la Fig. 4.9 (b) et présentant

une sensibilité a de -3084.26%/RIU. Cependant, une variation trop forte de n_{env} nous éloignerait de ce point de fonctionnement optimal. Pour palier à cela il serait préférable de mettre en place un système de contrôle en boucle fermée où les mesures de variation de puissance optique en sortie de la plateforme seraient utilisées pour contrôler la longueur d'onde d'émission de la source laser. De cette façon nous pourrions exploiter une plage de mesure s'étalant de 1.0 à 1.15 RIU tout en bénéficiant d'une bonne sensibilité et d'une bonne linéarité du capteur.

4.5/ CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons mis en place un banc de mesure construit autour d'une fiole remplie de vapeurs d'éthanol afin de démontrer la capacité de notre plateforme férulée à mesurer une faible variation d'indice de réfraction. Nous avons pu démontrer que la résolution de notre capteur était de l'ordre de 4×10^{-4} RIU. En se basant sur les données de simulation issues de notre modèle FDTD nous avons estimé la sensibilité de notre capteur de -775.1724%/RIU. Cette valeur est environ deux fois inférieure à celle que nous avons prédit à la fin du chapitre 3. Nous avons alors analysé plus en détail le fonctionnement de notre plateforme pour se rendre finalement compte que l'ouverture numérique de la fibre avait une répercussion non-négligeable sur la sensibilité de notre capteur. Pour tenter de remédier à ce problème nous avons étudié la possibilité d'exploiter les résonances de Fabry-Pérot pour maximiser sa sensibilité. Cette solution nous semble prometteuse et pourrait être exploitée dans des travaux futurs.

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

L'objectif général de cette thèse était la conception, la réalisation et la caractérisation de capteurs fibrés à base d'onde de surface de Bloch de type "lab-on-tip". Contrairement aux travaux réalisés par l'équipe de *Scaravilli et al* nous avons souhaité ici décloisonner l'onde de surface de Bloch du cœur de fibre afin de pouvoir d'une part, exploiter l'intégralité de la facette de la fibre optique et d'autre part séparer le canal d'excitation du canal de collection nous permettant ainsi d'améliorer le rapport signal à bruit du capteur. Pour cela, nous avons utilisé des plateformes fibrées multi-canaux (fibre multicœurs ou férule à deux fibres) dont les cœurs ont été interconnectés par l'onde de surface de Bloch.

Les méthodes employées pour concevoir et produire nos plateformes à base d'onde de surface de Bloch ont été abordées dans le chapitre 2. La conception des plateformes a été abordée en deux parties. Tout d'abord, nous nous sommes attardés sur la conception du multicouche qui supporte l'onde de surface de Bloch pour ensuite, traiter la conception des réseaux de diffraction qui permettent de coupler le mode de fibre à l'onde de surface de Bloch. Dans ces deux sections, nous avons exposé en détail les techniques numériques employées ainsi que les limitations associées à l'élaboration d'une technologie de nanofabrication sur une fibre. Par la suite, nous avons exposé en détail les méthodes employées pour la fabrication du multicouche sur fibre.

Au cours du chapitre 3, nous avons traité de la conception et la fabrication d'une plateforme à ondes de surfaces de Bloch intégrée à l'extrémité d'une fibre optique à quatre cœurs. L'objectif de cette première plateforme était de démontrer la faisabilité de notre concept. Qui je le rappelle est de relier optiquement les cœurs de la fibre en utilisant l'onde de surface de Bloch. Afin d'accomplir cela, nous avons gravé un réseau de diffraction blasé au-dessus de chaque cœur permettant de coupler le mode de fibre à l'onde de surface de Bloch, et vice versa. Par la suite, nous avons abordé la caractérisation de la plateforme en effectuant d'abord un bilan énergétique pour évaluer les pertes associées aux différents éléments optiques de notre banc de caractérisation, en particulier à notre plateforme. Ensuite, nous avons pu démontrer qu'il existe une corrélation entre l'état de polarisation en entrée et la puissance optique en sortie de notre plateforme. Cette caractéristique a été utilisée pour développer une deuxième plateforme qui repose sur un réseau de diffraction croisé, nous permettant ainsi de contrôler le trajet emprunté par l'onde surface de Bloch en jouant sur un paramètre facile à contrôler en amont, à savoir la polarisation de la lumière. Finalement, nous avons analysé la réponse spectrale de notre plateforme et constaté un comportement inattendu, nous faisant penser à la réponse optique d'une cavité optique de type Fabry-Pérot. En examinant attentivement les mesures spectrales, nous avons réussi à établir les indices de réfraction des matériaux déposés et à calculer la relation de dispersion corrigée de l'onde de surface de Bloch. Enfin, nous avons essayé de mesurer une variation d'indice de réfraction sans succès, ce qui suggère que notre capteur est trop petit pour assurer un bon fonctionnement.

Dans le chapitre 4, nous avons abordé la fabrication et la caractérisation d'une plateforme fibrée construite autour d'un férule à deux fibres. L'objectif annoncé était d'accroître

significativement la longueur d'interaction de l'onde de surface de Bloch avec son environnement et cela afin de créer un capteur plus sensible. Pour montrer la capacité de notre plateforme férulée à mesurer une variation d'indice de réfraction faible, nous avons mis en place un banc de mesure autour d'une fiole contenant des vapeurs d'éthanol. Nous avons pu montrer que notre capteur avait une résolution d'environ 4×10^{-4} RIU. En utilisant les informations de simulation provenant de notre modèle FDTD, nous avons calculé une sensibilité de notre capteur de $-775.1724\%/RIU$. Elle est à peu près deux fois moins élevée que celle que nous avons prédite à la fin du chapitre 3. Ainsi, nous avons examiné de manière approfondie le fonctionnement de notre plateforme afin de conclure que l'ouverture numérique de la fibre jouait un rôle majeur sur la sensibilité de notre capteur. Afin de résoudre ce problème, nous avons exploré la possibilité d'utiliser les résonances de Fabry-Pérot afin d'améliorer sa sensibilité. Nous pensons que cette piste mérite d'être explorée dans des travaux futurs pour l'amélioration de la sensibilité de notre capteur.

Un certain nombre de perspectives se présentent pour l'avenir de nos plateformes. Pour continuer sur l'aspect détection, nous souhaitons utiliser nos plateformes dans le cadre d'un projet ANR en révisant leur architecture afin de créer des réfractomètres interférométriques indépendants des variations de phases générées par des changements de température ou de contraintes mécaniques. Une autre possibilité serait d'utiliser nos plateformes actuelles pour réaliser de la spectroscopie Raman (SERS) ou bien de la fluorescence. En effet, comme nous l'avons vu à la fin du chapitre 1 l'onde de surface de Bloch est une bonne candidate pour ce domaine d'application du fait de son haut facteur d'amélioration du champ électrique. Le gradient de champ lié à la partie évanescente de l'onde de surface de Bloch est quant à lui utilisé pour du piégeage optique de nanoparticules. On pourrait alors imaginer d'utiliser un dérivé de notre première plateforme pour piéger et manipuler le long de l'axe de propagation de la lumière, des nanoparticules. De plus, en réalisant cette même plateforme sur une fibre à sept cœurs, il serait possible d'intégrer en plus de la fonction de manipulation des nanoparticules, une fonction de collecte du signal SERS via le cœur de fibre central (aligné avec l'axe de propagation de l'onde de surface de Bloch). Cette sonde multitâche pourrait s'avérer très utile pour manipuler et sonder des particules polluantes ou des cellules vivants dans des milieux difficiles d'accès.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] DUBEY, R., BARAKAT, E., HÄYRINEN, M., ROUSSEY, M., HONKANEN, S. K., KUITTINEN, M., AND HERZIG, H. P. **Experimental investigation of the propagation properties of bloch surface waves on dielectric multilayer platform.** *Journal of the European Optical Society-Rapid Publications* 13, 1 (2017), 5.
- [2] VOSOUGHI LAHIJANI, B., DESCHARMES, N., BARBEY, R., OSOWIECKI, G. D., WITWER, V. J., RAZSKAZOVSKAYA, O., SÜDMEYER, T., AND HERZIG, H. P. **Centimeter-scale propagation of optical surface waves at visible wavelengths.** *Advanced Optical Materials* 10, 10 (2022), 2102854.
- [3] YU, L., BARAKAT, E., DI FRANCESCO, J., AND HERZIG, H. P. **Two-dimensional polymer grating and prism on bloch surface waves platform.** *Optics Express* 23, 25 (2015), 31640–31647.
- [4] KIM, M.-S., VETTER, A., ROCKSTUHL, C., LAHIJANI, B. V., HÄYRINEN, M., KUITTINEN, M., ROUSSEY, M., AND HERZIG, H. P. **Multiple self-healing bloch surface wave beams generated by a two-dimensional fraxicon.** *Communications Physics* 1, 1 (2018), 63.
- [5] ISMAEEL, R., LEE, T., DING, M., BELAL, M., AND BRAMBILLA, G. **Optical micro-fiber passive components.** *Laser & Photonics Reviews* 7, 3 (2013), 350–384.
- [6] ZHANG, L., LOU, J., AND TONG, L. **Micro/nanofiber optical sensors.** *Photonic Sensors* 1 (2011), 31–42.
- [7] CAUCHETEUR, C., GUO, T., AND ALBERT, J. **Review of plasmonic fiber optic biochemical sensors : improving the limit of detection.** *Analytical and bioanalytical chemistry* 407 (2015), 3883–3897.
- [8] JAMES, S. W., AND TATAM, R. P. **Optical fibre long-period grating sensors : characteristics and application.** *Measurement science and technology* 14, 5 (2003), R49.
- [9] ALBERT, J., SHAO, L.-Y., AND CAUCHETEUR, C. **Tilted fiber bragg grating sensors.** *Laser & Photonics Reviews* 7, 1 (2013), 83–108.
- [10] READER-HARRIS, P., RICCIARDI, A., KRAUSS, T., AND DI FALCO, A. **Optical guided mode resonance filter on a flexible substrate.** *Optics express* 21, 1 (2013), 1002–1007.
- [11] SCHEERLINCK, S., DUBRUEL, P., BIENSTMAN, P., SCHACHT, E., VAN THOURHOUT, D., AND BAETS, R. **Metal grating patterning on fiber facets by uv-based nano imprint and transfer lithography using optical alignment.** *Journal of Lightwave Technology* 27, 10 (2009), 1415–1420.

- [12] LIPOMI, D. J., MARTINEZ, R. V., KATS, M. A., KANG, S. H., KIM, P., AIZENBERG, J., CAPASSO, F., AND WHITESIDES, G. M. **Patterning the tips of optical fibers with metallic nanostructures using nanoskiving.** *Nano letters* 11, 2 (2011), 632–636.
- [13] LIPOMI, D. J., KATS, M. A., KIM, P., KANG, S. H., AIZENBERG, J., CAPASSO, F., AND WHITESIDES, G. M. **Fabrication and replication of arrays of single-or multicomponent nanostructures by replica molding and mechanical sectioning.** *ACS nano* 4, 7 (2010), 4017–4026.
- [14] SMYTHE, E. J., DICKEY, M. D., WHITESIDES, G. M., AND CAPASSO, F. **A technique to transfer metallic nanoscale patterns to small and non-planar surfaces.** *ACS nano* 3, 1 (2009), 59–65.
- [15] JUNG, I. W., PARK, B., PROVINE, J., HOWE, R. T., AND SOLGAARD, O. **Highly sensitive monolithic silicon photonic crystal fiber tip sensor for simultaneous measurement of refractive index and temperature.** *Journal of Lightwave Technology* 29, 9 (2011), 1367–1374.
- [16] JIA, P., AND YANG, J. **Integration of large-area metallic nanohole arrays with multimode optical fibers for surface plasmon resonance sensing.** *Applied Physics Letters* 102, 24 (2013).
- [17] DHAWAN, A., GERHOLD, M., MADISON, A., FOWLKES, J., RUSSELL, P. E., VO-DINH, T., AND LEONARD, D. N. **Fabrication of nanodot plasmonic waveguide structures using fib milling and electron beam-induced deposition.** *Scanning : The Journal of Scanning Microscopies* 31, 4 (2009), 139–146.
- [18] DHAWAN, A., GERHOLD, M. D., AND MUTH, J. F. **Plasmonic structures based on subwavelength apertures for chemical and biological sensing applications.** *IEEE Sensors Journal* 8, 6 (2008), 942–950.
- [19] SANDERS, M., LIN, Y., WEI, J., BONO, T., AND LINDQUIST, R. G. **An enhanced lspr fiber-optic nanoprobe for ultrasensitive detection of protein biomarkers.** *Biosensors and Bioelectronics* 61 (2014), 95–101.
- [20] RICCIARDI, A., CONSALES, M., QUERO, G., CRESCITELLI, A., ESPOSITO, E., AND CUSANO, A. **Versatile optical fiber nanoprobe : from plasmonic biosensors to polarization-sensitive devices.** *Acs Photonics* 1, 1 (2014), 69–78.
- [21] RICCIARDI, A., CONSALES, M., QUERO, G., CRESCITELLI, A., ESPOSITO, E., AND CUSANO, A. **Lab-on-fiber devices as an all around platform for sensing.** *Optical Fiber Technology* 19, 6 (2013), 772–784.
- [22] LIN, Y., ZOU, Y., AND LINDQUIST, R. G. **A reflection-based localized surface plasmon resonance fiber-optic probe for biochemical sensing.** *Biomedical optics express* 2, 3 (2011), 478–484.
- [23] MULLEN, K. I., AND CARRON, K. T. **Surface-enhanced raman spectroscopy with abrasively modified fiber optic probes.** *Analytical Chemistry* 63, 19 (1991), 2196–2199.

- [24] BEUGNOT, J.-C., LEBRUN, S., PAULIAT, G., MAILLOTTE, H., LAUDE, V., AND SYLVESTRE, T. **Brillouin light scattering from surface acoustic waves in a subwavelength-diameter optical fibre.** *Nature communications* 5, 1 (2014), 5242.
- [25] YAN, Y., ZHANG, X., LI, H., MA, Y., XIE, T., QIN, Z., LIU, S., SUN, W., AND LEWIS, E. **An optical fiber sensor based on La_2O_3 : Eu scintillator for detecting ultraviolet radiation in real-time.** *Sensors* 18, 11 (2018), 3754.
- [26] YANG, F., JIN, W., LIN, Y., WANG, C., LUT, H., AND TAN, Y. **Hollow-core micro-structured optical fiber gas sensors.** *Journal of Lightwave Technology* 35, 16 (2016), 3413–3424.
- [27] BRAVO, M., PINTO, A., LOPEZ-AMO, M., KOBELKE, J., AND SCHUSTER, K. **High precision micro-displacement fiber sensor through a suspended-core sagnac interferometer.** *Optics letters* 37, 2 (2012), 202–204.
- [28] STARODUMOV, A., ZENTENO, L., MONZON, D., AND DE LA ROSA, E. **Fiber sagnac interferometer temperature sensor.** *Applied Physics Letters* 70, 1 (1997), 19–21.
- [29] WU, B., ZHAO, C., XU, B., AND LI, Y. **Optical fiber hydrogen sensor with single sagnac interferometer loop based on vernier effect.** *Sensors and Actuators B : Chemical* 255 (2018), 3011–3016.
- [30] SCIACCA, B., AND MONRO, T. M. **Dip biosensor based on localized surface plasmon resonance at the tip of an optical fiber.** *Langmuir* 30, 3 (2014), 946–954.
- [31] RICCIARDI, A., CRESCITELLI, A., VAIANO, P., QUERO, G., CONSALES, M., PISCO, M., ESPOSITO, E., AND CUSANO, A. **Lab-on-fiber technology : a new vision for chemical and biological sensing.** *Analyst* 140, 24 (2015), 8068–8079.
- [32] KANG, J., DONG, X., ZHU, Y., JIN, S., AND ZHUANG, S. **A fiber strain and vibration sensor based on high birefringence polarization maintaining fibers.** *Optics Communications* 322 (2014), 105–108.
- [33] HAN, T., LIU, Y.-G., WANG, Z., GUO, J., AND YU, J. **A high sensitivity strain sensor based on the zero-group-birefringence effect in a selective-filling high birefringent photonic crystal fiber.** *IEEE Photonics Journal* 10, 1 (2017), 1–9.
- [34] FAN, C.-F., CHIANG, C.-L., AND YU, C.-P. **Birefringent photonic crystal fiber coils and their application to transverse displacement sensing.** *Optics Express* 19, 21 (2011), 19948–19954.
- [35] CALERO, V., SUAREZ, M.-A., SALUT, R., BAIDA, F., CASPAR, A., BEHAGUE, F., COURJAL, N., GALTIER, L., GILLETTE, L., DUVILLARET, L., AND OTHERS. **An ultra wideband-high spatial resolution-compact electric field sensor based on lab-on-fiber technology.** *Scientific Reports* 9, 1 (2019), 8058.
- [36] AZAD, S., MISHRA, S. K., REZAEI, G., IZQUIERDO, R., AND UNG, B. **Rapid and sensitive magnetic field sensor based on photonic crystal fiber with magnetic fluid infiltrated nanoholes.** *Scientific reports* 12, 1 (2022), 9672.
- [37] RAN, Z., HE, X., RAO, Y., SUN, D., QIN, X., ZENG, D., CHU, W., LI, X., AND WEI, Y. **Fiber-optic microstructure sensors : A review.** *Photonic Sensors* 11, 2 (2021), 227–261.

- [38] URRUTIA, A., DEL VILLAR, I., ZUBIATE, P., AND ZAMARREÑO, C. R. **A comprehensive review of optical fiber refractometers : Toward a standard comparative criterion.** *Laser & Photonics Reviews* 13, 11 (2019), 1900094.
- [39] XU, Y., BAI, P., ZHOU, X., AKIMOV, Y., PNG, C. E., ANG, L.-K., KNOLL, W., AND WU, L. **Optical refractive index sensors with plasmonic and photonic structures : promising and inconvenient truth.** *Advanced Optical Materials* 7, 9 (2019), 1801433.
- [40] TIAN, Z., YAM, S. S., AND LOOCK, H.-P. **Refractive index sensor based on an abrupt taper michelson interferometer in a single-mode fiber.** *Optics letters* 33, 10 (2008), 1105–1107.
- [41] AMARAL, L., FRAZÃO, O., SANTOS, J. L., AND RIBEIRO, A. L. **Fiber-optic inclinometer based on taper michelson interferometer.** *IEEE Sensors Journal* 11, 9 (2011), 1811–1814.
- [42] ZHAO, N., FU, H., SHAO, M., YAN, X., LI, H., LIU, Q., GAO, H., LIU, Y., AND QIAO, X. **High temperature probe sensor with high sensitivity based on michelson interferometer.** *Optics communications* 343 (2015), 131–134.
- [43] GONG, H., CHAN, C. C., CHEN, L., AND DONG, X. **Strain sensor realized by using low-birefringence photonic-crystal-fiber-based sagnac loop.** *IEEE Photonics Technology Letters* 22, 16 (2010), 1238–1240.
- [44] FRAZAO, O., BAPTISTA, J., AND SANTOS, J. **Temperature-independent strain sensor based on a hi-bi photonic crystal fiber loop mirror.** *IEEE sensors Journal* 7, 10 (2007), 1453–1455.
- [45] ZU, P., CHAN, C. C., JIN, Y., GONG, T., ZHANG, Y., CHEN, L. H., AND DONG, X. **A temperature-insensitive twist sensor by using low-birefringence photonic-crystal-fiber-based sagnac interferometer.** *IEEE Photonics Technology Letters* 23, 13 (2011), 920–922.
- [46] PU, S., LUO, L., TANG, J., MAO, L., AND ZENG, X. **Ultrasensitive refractive-index sensors based on tapered fiber coupler with sagnac loop.** *IEEE Photonics Technology Letters* 28, 10 (2016), 1073–1076.
- [47] DU, Y., QIAO, X., RONG, Q., YANG, H., FENG, D., WANG, R., HU, M., AND FENG, Z. **A miniature fabry–pérot interferometer for high temperature measurement using a double-core photonic crystal fiber.** *IEEE Sensors Journal* 14, 4 (2013), 1069–1073.
- [48] CHEN, P., SHU, X., AND CAO, H. **Novel compact and low-cost ultraweak fabry–perot interferometer as a highly sensitive refractive index sensor.** *IEEE Photonics Journal* 9, 5 (2017), 1–10.
- [49] WANG, A., GOLLAPUDI, S., MURPHY, K. A., MAY, R. G., AND CLAUS, R. O. **Sapphire-fiber-based intrinsic fabry–perot interferometer.** *Optics Letters* 17, 14 (1992), 1021–1023.
- [50] LEE, C.-L., HSU, J.-M., HORNG, J.-S., SUNG, W.-Y., AND LI, C.-M. **Microcavity fiber fabry–pérot interferometer with an embedded golden thin film.** *IEEE Photonics Technology Letters* 25, 9 (2013), 833–836.

- [51] KIST, R., RAMAKRISHNAN, S., AND WOLFELSCHNEIDER, H. **The fiber fabry-perot and its applications as a fiber-optic sensor element.** In *Fiber Optic Sensors I* (1986), vol. 586, SPIE, pp. 126–135.
- [52] FRAZÃO, O., BAPTISTA, J., SANTOS, J., KOBELKE, J., AND SCHUSTER, K. **Refractive index tip sensor based on fabry-perot cavities formed by a suspended core fibre.** *Journal of the European Optical Society-Rapid publications 4* (2009).
- [53] RAO, Y.-J., DENG, M., DUAN, D.-W., AND ZHU, T. **In-line fiber fabry-perot refractive-index tip sensor based on endlessly photonic crystal fiber.** *Sensors and Actuators A : Physical 148*, 1 (2008), 33–38.
- [54] CHOI, H. Y., PARK, K. S., PARK, S. J., PAEK, U.-C., LEE, B. H., AND CHOI, E. S. **Miniature fiber-optic high temperature sensor based on a hybrid structured fabry-perot interferometer.** *Optics letters 33*, 21 (2008), 2455–2457.
- [55] SILVA, S., COELHO, L., AND FRAZÃO, O. **An all-fiber fabry-pérot interferometer for pressure sensing in different gaseous environments.** *Measurement 47* (2014), 418–421.
- [56] RAO, Y.-J., DENG, M., DUAN, D.-W., YANG, X.-C., ZHU, T., AND CHENG, G.-H. **Micro fabry-perot interferometers in silica fibers machined by femtosecond laser.** *Optics express 15*, 21 (2007), 14123–14128.
- [57] WEI, T., HAN, Y., LI, Y., TSAI, H.-L., AND XIAO, H. **Temperature-insensitive miniaturized fiber inline fabry-perot interferometer for highly sensitive refractive index measurement.** *Optics Express 16*, 8 (2008), 5764–5769.
- [58] PEVEC, S., AND DONLAGIC, D. **Miniature fiber-optic fabry-perot refractive index sensor for gas sensing with a resolution of 5×10^{-9} riu.** *Optics express 26*, 18 (2018), 23868–23882.
- [59] DING, J.-F., ZHANG, A. P., SHAO, L.-Y., YAN, J.-H., AND HE, S. **Fiber-taper seeded long-period grating pair as a highly sensitive refractive-index sensor.** *IEEE Photonics Technology Letters 17*, 6 (2005), 1247–1249.
- [60] LIM, J. H., JANG, H. S., LEE, K. S., KIM, J. C., AND LEE, B. H. **Mach-zehnder interferometer formed in a photonic crystal fiber based on a pair of long-period fiber gratings.** *Optics Letters 29*, 4 (2004), 346–348.
- [61] CHOI, H. Y., KIM, M. J., AND LEE, B. H. **Compact all-fiber mach-zehnder interferometers formed in photonic crystal fiber.** In *OFC/NFOEC 2007-2007 Conference on Optical Fiber Communication and the National Fiber Optic Engineers Conference* (2007), IEEE, pp. 1–3.
- [62] NGUYEN, L. V., HWANG, D., MOON, S., MOON, D. S., AND CHUNG, Y. **High temperature fiber sensor with high sensitivity based on core diameter mismatch.** *Optics express 16*, 15 (2008), 11369–11375.
- [63] MEN, L., LU, P., AND CHEN, Q. **Femtosecond laser trimmed fiber taper for simultaneous measurement of axial strain and temperature.** *IEEE Photonics Technology Letters 23*, 5 (2011), 320–322.

- [64] ZHAO, L., JIANG, L., WANG, S., XIAO, H., LU, Y., AND TSAI, H.-L. **A high-quality mach-zehnder interferometer fiber sensor by femtosecond laser one-step processing.** *Sensors* 11, 1 (2010), 54–61.
- [65] GONG, H., WANG, D., XU, B., NI, K., LIU, H., AND ZHAO, C. **Miniature and robust optical fiber in-line mach–zehnder interferometer based on a hollow ellipsoid.** *Optics Letters* 40, 15 (2015), 3516–3519.
- [66] LI, Z., LIAO, C., CHEN, D., SONG, J., JIN, W., PENG, G.-D., ZHU, F., WANG, Y., HE, J., AND WANG, Y. **Label-free detection of bovine serum albumin based on an in-fiber mach-zehnder interferometric biosensor.** *Optics express* 25, 15 (2017), 17105–17113.
- [67] HU, T., AND WANG, D. **Optical fiber in-line mach–zehnder interferometer based on dual internal mirrors formed by a hollow sphere pair.** *Optics letters* 38, 16 (2013), 3036–3039.
- [68] LIU, J., WANG, D., AND ZHANG, L. **Slightly tapered optical fiber with dual inner air-cavities for simultaneous refractive index and temperature measurement.** *Journal of Lightwave Technology* 34, 21 (2016), 4872–4876.
- [69] MUSA, S., BAHARIN, N., AZMI, A. I., IBRAHIM, R. R., ABDULLAH, A., MOHD NOOR, M., AND QI, H. **Double-clad fiber michelson interferometer for measurement of temperature and refractive index.** *Microwave and Optical Technology Letters* 60, 4 (2018), 822–827.
- [70] LI, Z., WANG, Y., LIAO, C., LIU, S., ZHOU, J., ZHONG, X., LIU, Y., YANG, K., WANG, Q., AND YIN, G. **Temperature-insensitive refractive index sensor based on in-fiber michelson interferometer.** *Sensors and Actuators B : Chemical* 199 (2014), 31–35.
- [71] WANG, B., NI, K., WANG, P., MA, Q., TIAN, W., AND TAN, L. **A cnt-coated refractive index sensor based on michelson interferometer with thin-core fiber.** *Optical Fiber Technology* 46 (2018), 302–305.
- [72] ZHOU, J., WANG, Y., LIAO, C., SUN, B., HE, J., YIN, G., LIU, S., LI, Z., WANG, G., ZHONG, X., AND OTHERS. **Intensity modulated refractive index sensor based on optical fiber michelson interferometer.** *Sensors and Actuators B : Chemical* 208 (2015), 315–319.
- [73] SHAO, M., HAN, L., SUN, H., YIN, X., AND QIAO, X. **A liquid refractive index sensor based on 3-core fiber michelson interferometer.** *Optics Communications* 453 (2019), 124356.
- [74] CAO, H., AND SHU, X. **Miniature all-fiber high temperature sensor based on michelson interferometer formed with a novel core-mismatching fiber joint.** *IEEE Sensors Journal* 17, 11 (2017), 3341–3345.
- [75] YUAN, L., YANG, J., LIU, Z., AND SUN, J. **In-fiber integrated michelson interferometer.** *Optics Letters* 31, 18 (2006), 2692–2694.
- [76] ZHOU, X., CHEN, K., MAO, X., PENG, W., AND YU, Q. **High-resolution optical refractometer based on a long-period grating michelson interferometer using a cross-correlation signal-processing method.** *Optical Engineering* 54, 12 (2015), 126108–126108.

- [77] SANDHU, P., YANG, J., AND XU, C.-Q. **In-fiber michelson interferometer with polymeric/nanoparticle thin-film overlay as a platform for biosensing.** *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 16, 3 (2009), 685–690.
- [78] LIAO, H., LU, P., FU, X., JIANG, X., NI, W., LIU, D., AND ZHANG, J. **Sensitivity amplification of fiber-optic in-line mach–zehnder interferometer sensors with modified vernier-effect.** *Optics express* 25, 22 (2017), 26898–26909.
- [79] RAN, Z.-L., RAO, Y.-J., DENG, H.-Y., AND LIAO, X. **Miniature in-line photonic crystal fiber etalon fabricated by 157 nm laser micromachining.** *Optics letters* 32, 21 (2007), 3071–3073.
- [80] YIN, G., WANG, Y., LIAO, C., ZHOU, J., ZHONG, X., WANG, G., SUN, B., AND HE, J. **Long period fiber gratings inscribed by periodically tapering a fiber.** *IEEE Photonics Technology Letters* 26, 7 (2014), 698–701.
- [81] YANG, T., HE, X., LI, Z., XIE, Z., LIU, W., WANG, Y., RAN, Z., RAO, Y., HE, Z., AND HE, P. **Temperature insensitive fiber optic fp sensor for measurement of pressure/strain under high temperature.** In *Optical Fiber Sensors* (2018), Optica Publishing Group, p. TuE54.
- [82] SONG, B., ZHANG, H., LIU, B., LIN, W., AND WU, J. **Label-free in-situ real-time dna hybridization kinetics detection employing microfiber-assisted mach-zehnder interferometer.** *Biosensors and Bioelectronics* 81 (2016), 151–158.
- [83] SMELSER, C. W., MIHAILOV, S. J., AND GROBNIC, D. **Formation of type i-ir and type ii-ir gratings with an ultrafast ir laser and a phase mask.** *Optics express* 13, 14 (2005), 5377–5386.
- [84] PISCO, M., AND CUSANO, A. **Lab-on-fiber technology : a roadmap toward multifunctional plug and play platforms.** *Sensors* 20, 17 (2020), 4705.
- [85] XIONG, Y., AND XU, F. **Multifunctional integration on optical fiber tips : challenges and opportunities.** *Advanced photonics* 2, 6 (2020), 064001–064001.
- [86] KOSTOVSKI, G., STODDART, P. R., AND MITCHELL, A. **The optical fiber tip : an inherently light-coupled microscopic platform for micro-and nanotechnologies.** *Advanced Materials* 26, 23 (2014), 3798–3820.
- [87] WANG, Q., AND WANG, L. **Lab-on-fiber : plasmonic nano-arrays for sensing.** *Nanoscale* 12, 14 (2020), 7485–7499.
- [88] ARCE, C. L., DE VOS, K., CLAES, T., KOMOROWSKA, K., VAN THOURHOUT, D., AND BIENSTMAN, P. **Silicon-on-insulator microring resonator sensor integrated on an optical fiber facet.** *IEEE Photonics Technology Letters* 23, 13 (2011), 890–892.
- [89] MELISSINAKI, V., FARSARI, M., AND PISSADAKIS, S. **A fiber-endface, fabry–perot vapor microsensor fabricated by multiphoton polymerization.** *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 21, 4 (2014), 344–353.
- [90] WENG, S., PEI, L., LIU, C., WANG, J., LI, J., AND NING, T. **Double-side polished fiber spr sensor for simultaneous temperature and refractive index measurement.** *IEEE Photonics Technology Letters* 28, 18 (2016), 1916–1919.

- [91] SHARMA, A. K., AND MARQUES, C. **Design and performance perspectives on fiber optic sensors with plasmonic nanostructures and gratings : A review.** *IEEE Sensors Journal* 19, 17 (2019), 7168–7178.
- [92] PAWAR, D., AND KALE, S. N. **A review on nanomaterial-modified optical fiber sensors for gases, vapors and ions.** *Microchimica Acta* 186 (2019), 1–34.
- [93] YIN, M.-J., GU, B., AN, Q.-F., YANG, C., GUAN, Y. L., AND YONG, K.-T. **Recent development of fiber-optic chemical sensors and biosensors : Mechanisms, materials, micro/nano-fabrications and applications.** *Coordination Chemistry Reviews* 376 (2018), 348–392.
- [94] LI, K., ZHANG, T., LIU, G., ZHANG, N., ZHANG, M., AND WEI, L. **Ultrasensitive optical microfiber coupler based sensors operating near the turning point of effective group index difference.** *Applied Physics Letters* 109, 10 (2016).
- [95] SUN, L., LI, J., TAN, Y., SHEN, X., XIE, X., GAO, S., AND GUAN, B.-O. **Miniature highly-birefringent microfiber loop with extremely-high refractive index sensitivity.** *Optics express* 20, 9 (2012), 10180–10185.
- [96] WANG, Y., YANG, M., WANG, D., LIU, S., AND LU, P. **Fiber in-line mach-zehnder interferometer fabricated by femtosecond laser micromachining for refractive index measurement with high sensitivity.** *JOSA B* 27, 3 (2010), 370–374.
- [97] WANG, T., LIU, K., JIANG, J., XUE, M., CHANG, P., AND LIU, T. **Temperature-insensitive refractive index sensor based on tilted moiré fbg with high resolution.** *Optics express* 25, 13 (2017), 14900–14909.
- [98] YANG, H. Z., ALI, M. M., ISLAM, M. R., LIM, K.-S., GUNAWARDENA, D. S., AND AHMAD, H. **Cladless few mode fiber grating sensor for simultaneous refractive index and temperature measurement.** *Sensors and Actuators A : Physical* 228 (2015), 62–68.
- [99] LOYEZ, M., HASSAN, E. M., LOBRY, M., LIU, F., CAUCHETEUR, C., WATTIEZ, R., DEROSA, M. C., WILLMORE, W. G., AND ALBERT, J. **Rapid detection of circulating breast cancer cells using a multiresonant optical fiber aptasensor with plasmonic amplification.** *ACS sensors* 5, 2 (2020), 454–463.
- [100] HAQUE, M. **Chemical-assisted femtosecond laser writing of lab-in-fiber sensors.** University of Toronto (Canada), 2014.
- [101] LERMA ARCE, C., DE VOS, K., CLAES, T., KOMOROWSKA, K., AND BIENSTMAN, P. **Soi microring resonator sensor integrated on a fiber facet.** *Lab-on-Fiber Technology* (2015), 53–68.
- [102] NAVARRETE, M.-C., DIAZ-HERRERA, N., GONZÁLEZ-CANO, A., AND ESTEBAN, Ó. **Surface plasmon resonance in the visible region in sensors based on tapered optical fibers.** *Sensors and Actuators B : Chemical* 190 (2014), 881–885.
- [103] GASIOR, K., MARTYNKIEN, T., NAPIORKOWSKI, M., ZOLNACZ, K., MERGO, P., AND URBANCZYK, W. **A surface plasmon resonance sensor based on a single mode d-shape polymer optical fiber.** *Journal of Optics* 19, 2 (2016), 025001.

- [104] ARASU, P., NOOR, A., SHABANEH, A., YAACOB, M., LIM, H., AND MAHDI, M. **Fiber bragg grating assisted surface plasmon resonance sensor with graphene oxide sensing layer.** *Optics Communications* 380 (2016), 260–266.
- [105] GAUVREAU, B., HASSANI, A., FEHRI, M. F., KABASHIN, A., AND SKOROBOGATIY, M. **Photonic bandgap fiber-based surface plasmon resonance sensors.** *Optics express* 15, 18 (2007), 11413–11426.
- [106] GUPTA, B. D., AND KANT, R. **Recent advances in surface plasmon resonance based fiber optic chemical and biosensors utilizing bulk and nanostructures.** *Optics & Laser Technology* 101 (2018), 144–161.
- [107] ANEESH, R., AND KHIJWANIA, S. K. **Zinc oxide nanoparticle based optical fiber humidity sensor having linear response throughout a large dynamic range.** *Applied optics* 50, 27 (2011), 5310–5314.
- [108] RIVERO, P. J., URRUTIA, A., GOICOECHEA, J., ARREGUI, F. J., AND MATÍAS, I. R. **Humidity sensor based on silver nanoparticles embedded in a polymeric coating.** In *2011 fifth international conference on sensing technology* (2011), IEEE, pp. 376–379.
- [109] MARIAMMAL, R., RAMACHANDRAN, K., RENGANATHAN, B., AND SASTIKUMAR, D. **On the enhancement of ethanol sensing by cuo modified sno2 nanoparticles using fiber-optic sensor.** *Sensors and actuators B : chemical* 169 (2012), 199–207.
- [110] SHOBIN, L., SASTIKUMAR, D., AND MANIVANNAN, S. **Glycerol mediated synthesis of silver nanowires for room temperature ammonia vapor sensing.** *Sensors and Actuators A : Physical* 214 (2014), 74–80.
- [111] RAJ, D. R., PRASANTH, S., VINEESHKUMAR, T., AND SUDARSANAKUMAR, C. **Ammonia sensing properties of tapered plastic optical fiber coated with silver nanoparticles/pvp/pva hybrid.** *Optics Communications* 340 (2015), 86–92.
- [112] RENGANATHAN, B., SASTIKUMAR, D., RAJ, S. G., AND GANESAN, A. **Fiber optic gas sensors with vanadium oxide and tungsten oxide nanoparticle coated claddings.** *Optics Communications* 315 (2014), 74–78.
- [113] RENGANATHAN, B., SASTIKUMAR, D., GOBI, G., YOGAMALAR, N. R., AND BOSE, A. C. **Gas sensing properties of a clad modified fiber optic sensor with ce, li and al doped nanocrystalline zinc oxides.** *Sensors and actuators B : Chemical* 156, 1 (2011), 263–270.
- [114] KODAIRA, S., KORPOSH, S., LEE, S.-W., BATTY, W. J., JAMES, S. W., AND TATAM, R. P. **Fabrication of highly efficient fibre-optic gas sensors using sio 2/polymer nanoporous thin films.** In *2008 3rd International Conference on Sensing Technology* (2008), IEEE, pp. 481–485.
- [115] TABASSUM, R., AND GUPTA, B. D. **Surface plasmon resonance-based fiber-optic hydrogen gas sensor utilizing palladium supported zinc oxide multi-layers and their nanocomposite.** *Applied optics* 54, 5 (2015), 1032–1040.

- [116] MISHRA, S. K., RANI, S., AND GUPTA, B. D. **Surface plasmon resonance based fiber optic hydrogen sulphide gas sensor utilizing nickel oxide doped into thin film.** *Sensors and Actuators B : Chemical* 195 (2014), 215–222.
- [117] WU, C.-W., WU, C.-C., AND CHIANG, C.-C. **A zno nanoparticle-coated long period fiber grating as a carbon dioxide gas sensor.** *Inventions* 1, 4 (2016), 21.
- [118] SUBRAMANIAN, M., DHAYABARAN, V. V., SASTIKUMAR, D., AND SHANMUGAVADIVEL, M. **Development of room temperature fiber optic gas sensor using clad modified zn3 (vo4) 2.** *Journal of Alloys and Compounds* 750 (2018), 153–163.
- [119] DICK, L. A., MCFARLAND, A. D., HAYNES, C. L., AND VAN DUYN, R. P. **Metal film over nanosphere (mfon) electrodes for surface-enhanced raman spectroscopy (sers) : improvements in surface nanostructure stability and suppression of irreversible loss.** *The Journal of Physical Chemistry B* 106, 4 (2002), 853–860.
- [120] URRUTIA, A., GOICOECHEA, J., ARREGUI, F. J., AND OTHERS. **Optical fiber sensors based on nanoparticle-embedded coatings.** *Journal of Sensors* 2015 (2015).
- [121] SEPÚLVEDA, B., ANGELOMÉ, P. C., LECHUGA, L. M., AND LIZ-MARZÁN, L. M. **Lspr-based nanobiosensors.** *Nano today* 4, 3 (2009), 244–251.
- [122] GUPTA, B. D., VERMA, R. K., AND OTHERS. **Surface plasmon resonance-based fiber optic sensors : principle, probe designs, and some applications.** *Journal of sensors* 2009 (2009).
- [123] LEPINAY, S., STAFF, A., IANOUL, A., AND ALBERT, J. **Improved detection limits of protein optical fiber biosensors coated with gold nanoparticles.** *Biosensors and Bioelectronics* 52 (2014), 337–344.
- [124] VIEGAS, D., GOICOECHEA, J., SANTOS, J. L., ARAÚJO, F. M., FERREIRA, L. A., ARREGUI, F. J., AND MATIAS, I. R. **Sensitivity improvement of a humidity sensor based on silica nanospheres on a long-period fiber grating.** *Sensors* 9, 1 (2009), 519–527.
- [125] HAYNES, C. L., AND VAN DUYN, R. P. **Plasmon-sampled surface-enhanced raman excitation spectroscopy.** *The Journal of Physical Chemistry B* 107, 30 (2003), 7426–7433.
- [126] CHEN, J.-H., ZHENG, B.-C., SHAO, G.-H., GE, S.-J., XU, F., AND LU, Y.-Q. **An all-optical modulator based on a stereo graphene–microfiber structure.** *Light : Science & Applications* 4, 12 (2015), e360–e360.
- [127] GAN, X., ZHAO, C., WANG, Y., MAO, D., FANG, L., HAN, L., AND ZHAO, J. **Graphene-assisted all-fiber phase shifter and switching.** *Optica* 2, 5 (2015), 468–471.
- [128] VILLATORO, J., AND MONZÓN-HERNÁNDEZ, D. **Fast detection of hydrogen with nano fiber tapers coated with ultra thin palladium layers.** *Opt. Express* 13, 13 (Jun 2005), 5087–5092.

- [129] ZHANG, L., GU, F., LOU, J., YIN, X., AND TONG, L. **Fast detection of humidity with a subwavelength-diameter fiber taper coated with gelatin film.** *Optics express* 16, 17 (2008), 13349–13353.
- [130] TONG, L., LOU, J., GATTASS, R. R., HE, S., CHEN, X., LIU, AND MAZUR, E. **Assembly of silica nanowires on silica aerogels for microphotonic devices.** *Nano letters* 5, 2 (2005), 259–262.
- [131] GU, F., ZHANG, L., YIN, X., AND TONG, L. **Polymer single-nanowire optical sensors.** *Nano letters* 8, 9 (2008), 2757–2761.
- [132] NAYAK, K., MELENTIEV, P., MORINAGA, M., LE KIEN, F., BALYKIN, V., AND HAKUTA, K. **Optical nanofiber as an efficient tool for manipulating and probing atomic fluorescence.** *Optics express* 15, 9 (2007), 5431–5438.
- [133] HU, Z., WANG, J., AND LIANG, J. **Manipulation and arrangement of biological and dielectric particles by a lensed fiber probe.** *Optics express* 12, 17 (2004), 4123–4128.
- [134] ASHKIN, A. **Optical trapping and manipulation of neutral particles using lasers.** *Proceedings of the National Academy of Sciences* 94, 10 (1997), 4853–4860.
- [135] WOLF, T., NEUMANN, P., NAKAMURA, K., SUMIYA, H., OHSHIMA, T., ISOYA, J., AND WRACHTRUP, J. **Subpicotesla diamond magnetometry.** *Physical Review X* 5, 4 (2015), 041001.
- [136] FEDOTOV, I., DORONINA-AMITONOVA, L., VORONIN, A., LEVCHENKO, A., ZIBROV, S., SIDOROV-BIRYUKOV, D., FEDOTOV, A., VELICHANSKY, V., AND ZHELTIKOV, A. **Electron spin manipulation and readout through an optical fiber.** *Scientific Reports* 4, 1 (2014), 5362.
- [137] BLAKLEY, S., FEDOTOV, I., KILIN, S. Y., AND ZHELTIKOV, A. **Room-temperature magnetic gradiometry with fiber-coupled nitrogen-vacancy centers in diamond.** *Optics letters* 40, 16 (2015), 3727–3730.
- [138] FEDOTOV, I., BLAKLEY, S., SEREBRYANNIKOV, E., HEMMER, P., SCULLY, M., AND ZHELTIKOV, A. **High-resolution magnetic field imaging with a nitrogen-vacancy diamond sensor integrated with a photonic-crystal fiber.** *Optics Letters* 41, 3 (2016), 472–475.
- [139] LI, Y., ZHAO, C., XU, B., WANG, D., AND YANG, M. **Optical cascaded fabry–perot interferometer hydrogen sensor based on vernier effect.** *Optics Communications* 414 (2018), 166–171.
- [140] YAN, H., ZHAO, X., ZHANG, C., LI, Q.-Z., CAO, J., HAN, D.-F., HAO, H., AND WANG, M. **A fast response hydrogen sensor with pd metallic grating onto a fiber’s end-face.** *Optics Communications* 359 (2016), 157–161.
- [141] ZHANG, G., YANG, M., AND WANG, Y. **Optical fiber-tip fabry–perot interferometer for hydrogen sensing.** *Optics Communications* 329 (2014), 34–37.
- [142] TANG, S., ZHANG, B., LI, Z., DAI, J., WANG, G., AND YANG, M. **Self-compensated microstructure fiber optic sensor to detect high hydrogen concentration.** *Optics Express* 23, 17 (2015), 22826–22835.

- [143] LI, Y., SHEN, W., ZHAO, C., XU, B., WANG, D., AND YANG, M. **Optical hydrogen sensor based on pdms-formed double-c type cavities with embedded pt-loaded wo3/sio2.** *Sensors and Actuators B : Chemical* 276 (2018), 23–30.
- [144] KITTURE, R., PAWAR, D., RAO, C. N., CHOUBEY, R. K., AND KALE, S. **Nanocomposite modified optical fiber : A room temperature, selective h2s gas sensor : Studies using zno-pmma.** *Journal of Alloys and Compounds* 695 (2017), 2091–2096.
- [145] PAWAR, D., RAO, B. B., AND KALE, S. **Fe 3 o 4-decorated graphene assembled porous carbon nanocomposite for ammonia sensing : study using an optical fiber fabry-perot interferometer.** *Analyst* 143, 8 (2018), 1890–1898.
- [146] HUANG, C., XIE, W., LEE, D., QI, C., YANG, M., WANG, M., AND TANG, J. **Optical fiber humidity sensor with porous tio 2/sio 2/tio 2 coatings on fiber tip.** *IEEE Photonics Technology Letters* 27, 14 (2015), 1495–1498.
- [147] NAZARI, M., FOROUZANDEH, M. A., DIVARATHNE, C. M., SIDIROGLOU, F., MARTINEZ, M. R., KONSTAS, K., MUIR, B. W., HILL, A. J., DUKE, M. C., HILL, M. R., AND OTHERS. **Uio-66 mof end-face-coated optical fiber in aqueous contaminant detection.** *Optics Letters* 41, 8 (2016), 1696–1699.
- [148] YU, C., LIU, L., CHEN, X., LIU, Q., AND GONG, Y. **Fiber-optic fabry-perot hydrogen sensor coated with pd-y film.** *Photonic Sensors* 5 (2015), 142–145.
- [149] BONACCORSO, F., COLOMBO, L., YU, G., STOLLER, M., TOZZINI, V., FERRARI, A. C., RUOFF, R. S., AND PELLEGRINI, V. **Graphene, related two-dimensional crystals, and hybrid systems for energy conversion and storage.** *Science* 347, 6217 (2015), 1246501.
- [150] ZHENG, B.-C., YAN, S.-C., CHEN, J.-H., CUI, G.-X., XU, F., AND LU, Y.-Q. **Miniature optical fiber current sensor based on a graphene membrane.** *Laser & Photonics Reviews* 9, 5 (2015), 517–522.
- [151] ZHENG, B.-C., AND XU, F. **A compact fiber magnetic sensor based on graphene nems.** In *Asia Communications and Photonics Conference* (2015), Optica Publishing Group, pp. AM4A–3.
- [152] LIU, Z.-Y., CAO, H.-Q., AND XU, F. **Fiber-optic lorentz force magnetometer based on a gold-graphene composite membrane.** *Applied Physics Letters* 112, 20 (2018).
- [153] XIONG, Y.-F., CHEN, J.-H., LU, Y.-Q., AND XU, F. **Broadband optical-fiber-compatible photodetector based on a graphene-mos2-ws2 heterostructure with a synergetic photogenerating mechanism.** *Advanced Electronic Materials* 5, 1 (2019), 1800562.
- [154] XIONG, Y., XU, H., WANG, Y., WU, C., DING, Z., CHEN, M., HAO, Y., CHEN, Y., AND XU, F. **Ultracompact multicore fiber de-multiplexer using an endface-integrating graphene photodetector array.** *Acs Photonics* 9, 5 (2022), 1808–1813.

- [155] RÓŻYCKI-BAKON, R., KOKA, M., FIREK, P., ROŻNIECKA, E., NIEDZIÓŁKA-JÖNSSON, J., AND ŚMIETANA, M. **Stack of nano-films on optical fiber end face for label-free bio-recognition.** *J. Lightwave Technol.* 34, 23 (Dec 2016), 5357–5362.
- [156] KIM, K.-S., MIZUNO, Y., NAKANO, M., ONODA, S., AND NAKAMURA, K. **Refractive index sensor for liquids and solids using dielectric multilayer films deposited on optical fiber end surface.** *IEEE Photonics Technology Letters* 23, 20 (2011), 1472–1474.
- [157] PENG, J., LYU, D., QU, Y., WANG, W., SUN, T., AND YANG, M. **Thin films based one-dimensional photonic crystal for refractive index sensing.** *Optik* 158 (2018), 1512–1518.
- [158] PARK, B., PROVINE, J., JUNG, I. W., HOWE, R. T., AND SOLGAARD, O. **Photonic crystal fiber tip sensor for high-temperature measurement.** *IEEE Sensors Journal* 11, 11 (2011), 2643–2648.
- [159] ROBERT, B., CALERO, V., SUAREZ, M.-A., SALUT, R., BEHAGUE, F., BAIDA, F., COURJAL, N., AND BERNAL, M.-P. **Cost-efficient and high precision method for the assembly of In-based photonic crystal slabs on the fiber tip for the implementation of e-field sensors.** *Optical Materials Express* 11, 7 (2021), 2318–2325.
- [160] PISCO, M., GALEOTTI, F., QUERO, G., IADICICCO, A., GIORDANO, M., AND CUSANO, A. **Miniaturized sensing probes based on metallic dielectric crystals self-assembled on optical fiber tips.** *Acs Photonics* 1, 10 (2014), 917–927.
- [161] DI PALMA, P., TADDEI, C., BORRIELLO, A., DE LUCA, G., GIORDANO, M., IADICICCO, A., CAMPOPIANO, S., AND SANSONE, L. **Self-assembled colloidal photonic crystal on the fiber optic tip as a sensing probe.** *IEEE Photonics Journal* 9, 2 (2017), 1–11.
- [162] BEARD, P., AND MILLS, T. **Extrinsic optical-fiber ultrasound sensor using a thin polymer film as a low-finesse fabry-perot interferometer.** *Applied optics* 35, 4 (1996), 663–675.
- [163] COX, B., ZHANG, E., LAUFER, J., AND BEARD, P. **Fabry perot polymer film fibre-optic hydrophones and arrays for ultrasound field characterisation.** In *Journal of Physics : Conference Series* (2004), vol. 1, IOP Publishing, p. 32.
- [164] BAE, H., AND YU, M. **Miniature fabry-perot pressure sensor created by using uv-molding process with an optical fiber based mold.** *Optics express* 20, 13 (2012), 14573–14583.
- [165] RONG, Q., SUN, H., QIAO, X., ZHANG, J., HU, M., AND FENG, Z. **A miniature fiber-optic temperature sensor based on a fabry-perot interferometer.** *Journal of optics* 14, 4 (2012), 045002.
- [166] ARREGUI, F. J., LIU, Y., MATIAS, I. R., AND CLAUS, R. O. **Optical fiber humidity sensor using a nano fabry-perot cavity formed by the ionic self-assembly method.** *Sensors and Actuators B : Chemical* 59, 1 (1999), 54–59.

- [167] CHEN, L. H., LI, T., CHAN, C. C., MENON, R., BALAMURALI, P., SHAILLENDER, M., NEU, B., ANG, X. M., ZU, P., WONG, W. C., AND OTHERS. **Chitosan based fiber-optic fabry–perot humidity sensor**. *Sensors and Actuators B : Chemical* 169 (2012), 167–172.
- [168] SUN, H., ZHANG, X., YUAN, L., ZHOU, L., QIAO, X., AND HU, M. **An optical fiber fabry–perot interferometer sensor for simultaneous measurement of relative humidity and temperature**. *IEEE Sensors Journal* 15, 5 (2014), 2891–2897.
- [169] LIANG, L., SUN, H., LIU, N., LUO, H., GANG, T., RONG, Q., QIAO, X., AND HU, M. **High-sensitivity optical fiber relative humidity probe with temperature calibration ability**. *Applied Optics* 57, 4 (2018), 872–876.
- [170] WU, J., YIN, M.-J., SEEFELDT, K., DANI, A., GUTERMAN, R., YUAN, J., ZHANG, A. P., AND TAM, H.-Y. **In situ μ -printed optical fiber-tip co2 sensor using a photocrosslinkable poly (ionic liquid)**. *Sensors and Actuators B : Chemical* 259 (2018), 833–839.
- [171] ZHAO, Y., DENG, Z.-Q., AND LI, J. **Photonic crystal fiber based surface plasmon resonance chemical sensors**. *Sensors and Actuators B : Chemical* 202 (2014), 557–567.
- [172] SHARMA, A. K., PANDEY, A. K., AND KAUR, B. **A review of advancements (2007–2017) in plasmonics-based optical fiber sensors**. *Optical Fiber Technology* 43 (2018), 20–34.
- [173] RIFAT, A. A., AHMED, R., YETISEN, A. K., BUTT, H., SABOURI, A., MAHDIRAJI, G. A., YUN, S. H., AND ADIKAN, F. M. **Photonic crystal fiber based plasmonic sensors**. *Sensors and Actuators B : Chemical* 243 (2017), 311–325.
- [174] SUZUKI, H., SUGIMOTO, M., MATSUI, Y., AND KONDOH, J. **Effects of gold film thickness on spectrum profile and sensitivity of a multimode-optical-fiber spr sensor**. *Sensors and Actuators B : Chemical* 132, 1 (2008), 26–33.
- [175] JIAN, A., DENG, L., SANG, S., DUAN, Q., ZHANG, X., AND ZHANG, W. **Surface plasmon resonance sensor based on an angled optical fiber**. *IEEE Sensors Journal* 14, 9 (2014), 3229–3235.
- [176] LIU, Z., WEI, Y., ZHANG, Y., ZHANG, Y., ZHAO, E., YANG, J., AND YUAN, L. **Twin-core fiber spr sensor**. *Optics Letters* 40, 12 (2015), 2826–2829.
- [177] ZHAO, E., JIA, P., EBENDORFF-HEIDEPRIEM, H., LI, H., HUANG, P., LIU, D., YANG, X., LIU, L., AND GUAN, C. **Localized surface plasmon resonance sensing structure based on gold nanohole array on beveled fiber edge**. *Nanotechnology* 28, 43 (2017), 435504.
- [178] HAO, Z., LI, Y., PU, S., WANG, J., CHEN, F., AND LAHOUBI, M. **Ultra-high-performance vector magnetic field sensor with wedge-shaped fiber tip based on surface plasmon resonance and magnetic fluid**. *Nanophotonics* 11, 15 (2022), 3519–3528.
- [179] KIM, J. A., WALES, D. J., THOMPSON, A. J., AND YANG, G.-Z. **Fiber-optic sers probes fabricated using two-photon polymerization for rapid detection of bacteria**. *Advanced Optical Materials* 8, 9 (2020), 1901934.

- [180] CONSALES, M., QUERO, G., SPAZIANI, S., PRINCIPE, M., MICCO, A., GALDI, V., CUTOLO, A., AND CUSANO, A. **Metasurface-enhanced lab-on-fiber biosensors**. *Laser & Photonics Reviews* 14, 12 (2020), 2000180.
- [181] PRINCIPE, M., CONSALES, M., MICCO, A., CRESCITELLI, A., CASTALDI, G., ESPOSITO, E., LA FERRARA, V., CUTOLO, A., GALDI, V., AND CUSANO, A. **Optical fiber meta-tips**. *Light : Science & Applications* 6, 3 (2017), e16226–e16226.
- [182] YANG, J., GHIMIRE, I., WU, P. C., GURUNG, S., ARNDT, C., TSAI, D. P., AND LEE, H. W. H. **Photonic crystal fiber metalens**. *Nanophotonics* 8, 3 (2019), 443–449.
- [183] PAHLEVANINEZHAD, H., KHORASANINEJAD, M., HUANG, Y.-W., SHI, Z., HARIRI, L. P., ADAMS, D. C., DING, V., ZHU, A., QIU, C.-W., CAPASSO, F., AND OTHERS. **Nano-optic endoscope for high-resolution optical coherence tomography in vivo**. *Nature photonics* 12, 9 (2018), 540–547.
- [184] XOMALIS, A., DEMIRTZIOGLOU, I., PLUM, E., JUNG, Y., NALLA, V., LACAVA, C., MACDONALD, K. F., PETROPOULOS, P., RICHARDSON, D. J., AND ZHELUDEV, N. I. **Fibre-optic metadvice for all-optical signal modulation based on coherent absorption**. *Nature communications* 9, 1 (2018), 182.
- [185] LIN, Y., ZOU, Y., MO, Y., GUO, J., AND LINDQUIST, R. G. **E-beam patterned gold nanodot arrays on optical fiber tips for localized surface plasmon resonance biochemical sensing**. *Sensors* 10, 10 (2010), 9397–9406.
- [186] GIAQUINTO, M., MICCO, A., ALIBERTI, A., BOBEICO, E., LA FERRARA, V., RUVO, M., RICCIARDI, A., AND CUSANO, A. **Optimization strategies for responsivity control of microgel assisted lab-on-fiber optrodes**. *Sensors* 18, 4 (2018), 1119.
- [187] JEONG, H.-H., ERDENE, N., PARK, J.-H., JEONG, D.-H., LEE, H.-Y., AND LEE, S.-K. **Real-time label-free immunoassay of interferon-gamma and prostate-specific antigen using a fiber-optic localized surface plasmon resonance sensor**. *Biosensors and Bioelectronics* 39, 1 (2013), 346–351.
- [188] VIOLAKIS, G., ATHANASAKI, E., KOSTAKIS, S., TIRIAKIDIS, N., TIRIAKIDIS, K., TIRIAKIDOU, T., AND POLYGERINOS, P. **Single-to-four core optical fiber coupling using a two-photon polymerization produced waveguide**. *Optics Express* 32, 8 (2024), 14240–14251.
- [189] ZHANG, S., TANG, S.-J., FENG, S., XIAO, Y.-F., CUI, W., WANG, X., SUN, W., YE, J., HAN, P., ZHANG, X., AND OTHERS. **High-q polymer microcavities integrated on a multicore fiber facet for vapor sensing**. *Advanced Optical Materials* 7, 20 (2019), 1900602.
- [190] LIU, Q., ZHAN, Y., ZHANG, S., FENG, S., WANG, X., SUN, W., YE, J., AND ZHANG, Y. **“optical tentacle” of suspended polymer micro-rings on a multicore fiber facet for vapor sensing**. *Optics Express* 28, 8 (2020), 11730–11741.
- [191] KUWAMURA, Y., FUKUI, M., AND TADA, O. **Experimental observation of long-range surface plasmon polaritons**. *Journal of the Physical Society of Japan* 52, 7 (1983), 2350–2355.
- [192] CRAIG, A. E., OLSON, G. A., AND SARID, D. **Experimental observation of the long-range surface-plasmon polariton**. *Optics letters* 8, 7 (1983), 380–382.

- [193] DOHI, H., KUWAMURA, Y., FUKUI, M., AND TADA, O. **Long-range surface plasmon polaritons in metal films bounded by similar-refractive-index materials.** *Journal of the Physical Society of Japan* 53, 8 (1984), 2828–2832.
- [194] DOHI, H., TAGO, S., FUKUI, M., AND TADA, O. **Spatial dependence of reflected light intensity in atr geometry : long-range surface plasmon polariton case.** *Solid state communications* 55, 11 (1985), 1023–1026.
- [195] YEH, P., YARIV, A., AND CHO, A. Y. **Optical surface waves in periodic layered media.** *Applied Physics Letters* 32, 2 (1978), 104–105.
- [196] LAHIJANI, B. V., DESCHARMES, N., BARBEY, R., OSOWIECKI, G. D., WITTEWER, V. J., RAZSKAZOVSKAYA, O., SÜDMEYER, T., AND HERZIG, H. P. **Centimeter-scale propagation of optical surface waves at visible wavelengths.** *arXiv preprint arXiv :1907.00187* (2019).
- [197] SINIBALDI, A., DANZ, N., DESCROVI, E., MUNZERT, P., SCHULZ, U., SONNTAG, F., DOMINICI, L., AND MICHELOTTI, F. **Direct comparison of the performance of bloch surface wave and surface plasmon polariton sensors.** *Sensors and Actuators B : Chemical* 174 (2012), 292–298.
- [198] GRYGA, M., CIPRIAN, D., AND HLUBINA, P. **Bloch surface wave resonance based sensors as an alternative to surface plasmon resonance sensors.** *Sensors* 20, 18 (2020), 5119.
- [199] DUBEY, R., LAHIJANI, B. V., HÄYRINEN, M., ROUSSEY, M., KUITTINEN, M., AND HERZIG, H. P. **Ultra-thin bloch-surface-wave-based reflector at telecommunication wavelength.** *Photonics Research* 5, 5 (2017), 494–499.
- [200] DESCROVI, E., SFEZ, T., QUAGLIO, M., BRUNAZZO, D., DOMINICI, L., MICHELOTTI, F., HERZIG, H. P., MARTIN, O. J., AND GIORGIS, F. **Guided bloch surface waves on ultrathin polymeric ridges.** *Nano letters* 10, 6 (2010), 2087–2091.
- [201] PERANI, T., AND LISCIDINI, M. **Long-range bloch surface waves in photonic crystal ridges.** *Optics Letters* 45, 23 (2020), 6534–6537.
- [202] DUBEY, R., LAHIJANI, B. V., BARAKAT, E., HÄYRINEN, M., ROUSSEY, M., KUITTINEN, M., AND HERZIG, H. P. **Near-field characterization of a bloch-surface-wave-based 2d disk resonator.** *Optics letters* 41, 21 (2016), 4867–4870.
- [203] LAHIJANI, B. V., GHAVIFEKR, H. B., DUBEY, R., KIM, M.-S., VARTIAINEN, I., ROUSSEY, M., AND HERZIG, H. P. **Experimental demonstration of critical coupling of whispering gallery mode cavities on a bloch surface wave platform.** *Optics letters* 42, 24 (2017), 5137–5140.
- [204] MARCUCCI, N., GUO, T.-L., PÉLISSET, S., ROUSSEY, M., GROSJEAN, T., AND DESCROVI, E. **Bloch surface waves in open fabry–perot microcavities.** *Micromachines* 14, 3 (2023), 509.
- [205] YU, L., BARAKAT, E., SFEZ, T., HVOZDARA, L., DI FRANCESCO, J., AND PETER HERZIG, H. **Manipulating bloch surface waves in 2d : a platform concept-based flat lens.** *Light : Science & Applications* 3, 1 (2014), e124–e124.

- [206] KIM, M.-S., VETTER, A., ROCKSTUHL, C., LAHIJANI, B. V., HÄYRINEN, M., KUITTINEN, M., ROUSSEY, M., AND HERZIG, H. P. **Multiple self-healing bloch surface wave beams generated by a two-dimensional fraxicon.** *Communications Physics* 1, 1 (2018), 63.
- [207] WANG, R., WANG, Y., ZHANG, D., SI, G., ZHU, L., DU, L., KOU, S., BADUGU, R., ROSENFELD, M., LIN, J., AND OTHERS. **Diffraction-free bloch surface waves.** *ACS nano* 11, 6 (2017), 5383–5390.
- [208] DUBEY, R. **Near-field characterization of bloch surface waves based 2d optical components.** Tech. rep., EPFL, 2017.
- [209] PIROTTA, S., XU, X., DELFAN, A., MYSORE, S., MAITI, S., DACARRO, G., PATRINI, M., GALLI, M., GUIZZETTI, G., BAJONI, D., AND OTHERS. **Surface-enhanced raman scattering in purely dielectric structures via bloch surface waves.** *The Journal of Physical Chemistry C* 117, 13 (2013), 6821–6825.
- [210] TOMA, K., DESCROVI, E., TOMA, M., BALLARINI, M., MANDRACCI, P., GIORGIS, F., MATEESCU, A., JONAS, U., KNOLL, W., AND DOSTÁLEK, J. **Bloch surface wave-enhanced fluorescence biosensor.** *Biosensors and Bioelectronics* 43 (2013), 108–114.
- [211] SINIBALDI, A., FIERAMOSCA, A., RIZZO, R., ANOPCHENKO, A., DANZ, N., MUNZERT, P., MAGISTRIS, C., BAROLO, C., AND MICHELOTTI, F. **Combining label-free and fluorescence operation of bloch surface wave optical sensors.** *Optics letters* 39, 10 (2014), 2947–2950.
- [212] MICHELOTTI, F., AND SEPE, E. **Anisotropic fluorescence emission and photobleaching at the surface of one-dimensional photonic crystals sustaining bloch surface waves. i. theory.** *The Journal of Physical Chemistry C* 123, 34 (2019), 21167–21175.
- [213] BESSONOV, V., ROZANOV, A., AND FEDYANIN, A. **Optical trapping and moving of microparticles by the near field of bloch surface waves in polymer waveguides.** *JETP Letters* 119, 4 (2024), 261–266.
- [214] XIANG, Y., TANG, X., FU, Y., LU, F., KUAI, Y., MIN, C., CHEN, J., WANG, P., LAKOWICZ, J. R., YUAN, X., AND OTHERS. **Trapping metallic particles using focused bloch surface waves.** *Nanoscale* 12, 3 (2020), 1688–1696.
- [215] KOSTINA, N., PETROV, M., BOBROVS, V., AND SHALIN, A. S. **Optical pulling and pushing forces via bloch surface waves.** *Optics Letters* 47, 18 (2022), 4592–4595.
- [216] LU, F., GONG, L., KUAI, Y., TANG, X., XIANG, Y., WANG, P., AND ZHANG, D. **Controllable optofluidic assembly of biological cells using an all-dielectric one-dimensional photonic crystal.** *Photonics Research* 10, 1 (2022), 14–20.
- [217] GIORGIS, F., DESCROVI, E., SUMMONTE, C., DOMINICI, L., AND MICHELOTTI, F. **Experimental determination of the sensitivity of bloch surface waves based sensors.** *Optics Express* 18, 8 (2010), 8087–8093.

- [218] KONG, W., ZHENG, Z., WAN, Y., LI, S., AND LIU, J. **High-sensitivity sensing based on intensity-interrogated bloch surface wave sensors.** *Sensors and Actuators B : Chemical* 193 (2014), 467–471.
- [219] NIU, D., ZERRAD, M., LEREU, A., MOREAU, A., LUMEAU, J., ZAPIEN, J. A., PASSIAN, A., AUBRY, V., AND AMRA, C. **Excitation of bloch surface waves in zero-admittance multilayers for high-sensitivity sensor applications.** *Physical Review Applied* 13, 5 (2020), 054064.
- [220] DESCROVI, E., FRASCELLA, F., SCIACCA, B., GEOBALDO, F., DOMINICI, L., AND MICHELOTTI, F. **Coupling of surface waves in highly defined one-dimensional porous silicon photonic crystals for gas sensing applications.** *Applied Physics Letters* 91, 24 (2007).
- [221] SCARAVILLI, M., CASTALDI, G., CUSANO, A., AND GALDI, V. **Grating-coupling-based excitation of bloch surface waves for lab-on-fiber optodes.** *Optics Express* 24, 24 (2016), 27771–27784.
- [222] SCARAVILLI, M., MICCO, A., CASTALDI, G., COPPOLA, G., GIOFFRÈ, M., IODICE, M., LA FERRARA, V., GALDI, V., AND CUSANO, A. **Excitation of bloch surface waves on an optical fiber tip.** *Advanced Optical Materials* 6, 19 (2018), 1800477.
- [223] YEE, K. **Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media.** *IEEE Transactions on antennas and propagation* 14, 3 (1966), 302–307.
- [224] MOHARAM, M., AND GAYLORD, T. **Rigorous coupled-wave analysis of planar-grating diffraction.** *JOSA* 71, 7 (1981), 811–818.
- [225] KO, D. Y. K., AND SAMBLES, J. **Scattering matrix method for propagation of radiation in stratified media : attenuated total reflection studies of liquid crystals.** *JOSA A* 5, 11 (1988), 1863–1866.
- [226] YONEKURA, J., IKEDA, M., AND BABA, T. **Analysis of finite 2-d photonic crystals of columns and lightwave devices using the scattering matrix method.** *Journal of Lightwave Technology* 17, 8 (1999), 1500.
- [227] COTTER, N., PREIST, T., AND SAMBLES, J. **Scattering-matrix approach to multilayer diffraction.** *JOSA A* 12, 5 (1995), 1097–1103.
- [228] LIU, V., AND FAN, S. **S4 : A free electromagnetic solver for layered periodic structures.** *Computer Physics Communications* 183, 10 (2012), 2233–2244.
- [229] DEFRANCE, J., LEMAÎTRE, C., AJIB, R., BENEDICTO, J., MALLET, E., POLLÈS, R., PLUMEY, J.-P., MIHAILOVIC, M., CENTENO, E., CIRACÌ, C., AND OTHERS. **Moosh : A numerical swiss army knife for the optics of multilayers in octave/matlab.** *Journal of Open Research Software* 4, 1 (2016), e13–e13.
- [230] NIU, D., ZERRAD, M., LEREU, A., MOREAU, A., LUMEAU, J., ZAPIEN, J. A., PASSIAN, A., AUBRY, V., AND AMRA, C. **Excitation of bloch surface waves in zero-admittance multilayers for high-sensitivity sensor applications.** *Physical Review Applied* 13, 5 (2020), 054064.

- [231] CIDDOR, P. E. **Refractive index of air : new equations for the visible and near infrared.** *Applied optics* 35, 9 (1996), 1566–1573.
- [232] NELDER, J. A., AND MEAD, R. **A simplex method for function minimization.** *The computer journal* 7, 4 (1965), 308–313.
- [233] SINGER, S., AND NELDER, J. **Nelder-mead algorithm.** *Scholarpedia* 4, 7 (2009), 2928.
- [234] LAGARIAS, J. C., REEDS, J. A., WRIGHT, M. H., AND WRIGHT, P. E. **Convergence properties of the nelder–mead simplex method in low dimensions.** *SIAM Journal on optimization* 9, 1 (1998), 112–147.
- [235] DAVIS, L. **Handbook of genetic algorithms, vnr comp.** Library, New York (1990).
- [236] GREFENSTETTE, J. J. **Genetic algorithms and machine learning.** In *Proceedings of the sixth annual conference on Computational learning theory* (1993), pp. 3–4.
- [237] MITCHELL, M. **An introduction to genetic algorithms.** MIT press, 1998.
- [238] PARK, G.-J., LEE, T.-H., LEE, K. H., AND HWANG, K.-H. **Robust design : an overview.** *AIAA journal* 44, 1 (2006), 181–191.
- [239] OSKOOI, A., MUTAPCIC, A., NODA, S., JOANNOPOULOS, J., BOYD, S. P., AND JOHNSON, S. G. **Robust optimization of adiabatic tapers for coupling to slow-light photonic-crystal waveguides.** *Optics express* 20, 19 (2012), 21558–21575.
- [240] STELLA, U., BOARINO, L., DE LEO, N., MUNZERT, P., AND DESCROVI, E. **Enhanced directional light emission assisted by resonant bloch surface waves in circular cavities.** *ACS Photonics* 6, 8 (2019), 2073–2082.
- [241] SHILKIN, D. A., LYUBIN, E. V., SOBOLEVA, I. V., AND FEDYANIN, A. A. **Direct measurements of forces induced by bloch surface waves in a one-dimensional photonic crystal.** *Optics Letters* 40, 21 (2015), 4883–4886.
- [242] XIANG, Y., TANG, X., FU, Y., LU, F., KUAI, Y., MIN, C., CHEN, J., WANG, P., LAKOWICZ, J. R., YUAN, X., AND OTHERS. **Trapping metallic particles using focused bloch surface waves.** *Nanoscale* 12, 3 (2020), 1688–1696.
- [243] KRETSCHMANN, E., AND RAETHER, H. **Radiative decay of non radiative surface plasmons excited by light.** *Zeitschrift für Naturforschung A* 23, 12 (1968), 2135–2136.
- [244] ROELKENS, G., VERMEULEN, D., VAN THOURHOUT, D., BAETS, R., BRISION, S., LYAN, P., GAUTIER, P., AND FEDELI, J.-M. **High efficiency diffractive grating couplers for interfacing a single mode optical fiber with a nanophotonic silicon-on-insulator waveguide circuit.** *Applied Physics Letters* 92, 13 (2008).
- [245] LOEWEN, E. G., AND POPOV, E. **Diffraction gratings and applications.** CRC Press, 2018.
- [246] TAFLOVE, A., HAGNESS, S. C., AND PIKET-MAY, M. **Computational electromagnetics : the finite-difference time-domain method.** *The Electrical Engineering Handbook* 3, 629-670 (2005), 15.

- [247] ROELKENS, G., VAN THOURHOUT, D., AND BAETS, R. **High efficiency silicon-on-insulator grating coupler based on a poly-silicon overlay**. *Optics Express* 14, 24 (2006), 11622–11630.
- [248] GROVE, W. R. **Vii. on the electro-chemical polarity of gases**. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 142 (1852), 87–101.
- [249] MATTOX, D. M., AND MATTOX, V. **Vacuum coating technology**. Springer, 2003.
- [250] AHVENNIEMI, E., AKBASHEV, A. R., ALI, S., BECHELANY, M., BERDOVA, M., BOYADJIEV, S., CAMERON, D. C., CHEN, R., CHUBAROV, M., CREMERS, V., AND OTHERS. **Recommended reading list of early publications on atomic layer deposition—outcome of the “virtual project on the history of ald”**. *Journal of Vacuum Science & Technology A : Vacuum, Surfaces, and Films* 35, 1 (2017), 010801.
- [251] PUURUNEN, R. L. **Surface chemistry of atomic layer deposition : A case study for the trimethylaluminum/water process**. *Journal of applied physics* 97, 12 (2005), 9.
- [252] MIELE, P., SNEAD, K., ZAKHIREH, N., HOMA, D., PICKRELL, G., AND RISCH, B. G. **Optical fiber reliability in harsh environments**. In *Int. Wire & Cable Symp* (2020).
- [253] KOVALEVICH, T. **Tunable bloch surface waves devices**. *arXiv preprint arXiv :1807.05268* (2018).
- [254] ROUSSEY, M., DESCROVI, E., HÄYRINEN, M., ANGELINI, A., KUITTINEN, M., AND HONKANEN, S. **One-dimensional photonic crystals with cylindrical geometry**. *Optics Express* 22, 22 (Nov. 2014), 27236–27241. Publisher : Optica Publishing Group.
- [255] PALMER, C., AND LOEWEN, E. G. **Diffraction grating handbook**. *Newport Corporation New York* (2005).
- [256] GÂTÉ, V., BERNAUD, G., VEILLAS, C., CAZIER, A., VOCANSON, F., JOURLIN, Y., AND LANGLET, M. **Fast dynamic interferometric lithography for large submicrometric period diffraction gratings production**. *Optical Engineering* 52, 9 (2013), 091712–091712.
- [257] USHKOV, A., VERRIER, I., KAMPFE, T., AND JOURLIN, Y. **Subwavelength diffraction gratings with macroscopic moiré patterns generated via laser interference lithography**. *Optics Express* 28, 11 (2020), 16453–16468.
- [258] SAUVAGE-VINCENT, J., TONCHEV, S., VEILLAS, C., REYNAUD, S., AND JOURLIN, Y. **Optical security device for document protection using plasmon resonant transmission through a thin corrugated metallic film embedded in a plastic foil**. *Journal of the European Optical Society-Rapid publications* 8 (2013).
- [259] NOJIRI, K. **Dry etching technology for semiconductors**. Springer, 2015.
- [260] BALDACCHINI, T. **Three-dimensional microfabrication using two-photon polymerization : fundamentals, technology, and applications**. William Andrew, 2015.

- [261] SOKOLOVSKII, G. S., MELISSINAKI, V., FEDOROVA, K. A., DUDELEV, V. V., LOSEV, S. N., BOUGROV, V. E., SIBBETT, W., FARSARI, M., AND RAFAILOV, E. U. **3d laser nano-printing on fibre paves the way for super-focusing of multimode laser radiation.** *Scientific Reports* 8, 1 (2018), 14618.
- [262] KOVALEVICH, T., BOYER, P., SUAREZ, M., SALUT, R., KIM, M.-S., HERZIG, H. P., BERNAL, M.-P., AND GROSJEAN, T. **Polarization controlled directional propagation of bloch surface wave.** *Optics Express* 25, 5 (2017), 5710–5715.
- [263] GIORGIS, F., DESCROVI, E., SUMMONTE, C., DOMINICI, L., AND MICHELOTTI, F. **Experimental determination of the sensitivity of bloch surface waves based sensors.** *Optics Express* 18, 8 (2010), 8087–8093.
- [264] LISCIDINI, M., GERACE, D., SANVITTO, D., AND BAJONI, D. **Guided bloch surface wave polaritons.** *Applied Physics Letters* 98, 12 (2011).
- [265] DESCROVI, E., SFEZ, T., QUAGLIO, M., BRUNAZZO, D., DOMINICI, L., MICHELOTTI, F., HERZIG, H. P., MARTIN, O. J., AND GIORGIS, F. **Guided bloch surface waves on ultrathin polymeric ridges.** *Nano letters* 10, 6 (2010), 2087–2091.
- [266] SAFRONOV, K. R., GULKIN, D. N., ANTROPOV, I. M., ABRASHITOVA, K. A., Bessonov, V. O., AND FEDYANIN, A. A. **Multimode interference of bloch surface electromagnetic waves.** *ACS nano* 14, 8 (2020), 10428–10437.
- [267] MICHELOTTI, F., SCIACCA, B., DOMINICI, L., QUAGLIO, M., DESCROVI, E., GIORGIS, F., AND GEOBALDO, F. **Fast optical vapour sensing by bloch surface waves on porous silicon membranes.** *Physical Chemistry Chemical Physics* 12, 2 (2010), 502–506.
- [268] LIU, Y., AND DAUM, P. H. **Relationship of refractive index to mass density and self-consistency of mixing rules for multicomponent mixtures like ambient aerosols.** *Journal of Aerosol Science* 39, 11 (2008), 974–986.

TABLE DES FIGURES

1	(a) Modèle 3D créé avec le logiciel Blender, représentant une des plateformes développée durant ma thèse. On retrouve de bas en haut, la fibre multicœurs avec trois des quatre cœurs illuminés par la lumière laser. Déposé sur l'extrémité de la fibre se trouve le cristal photonique mono-dimensionnel qui supporte l'onde de surface de Bloch. Puis enfin, gravé dans la dernière couche du cristal, les réseaux de diffractions réalisant l'interfaçage entre le mode de fibre et l'onde de surface de Bloch. (b) Vue en tranche de la plateforme avec en bleu foncé les cœurs de fibre, en jaune et bleu clair le cristal photonique mono-dimensionnel dans lequel est gravé deux coupleurs à base de réseau de diffraction blazé. Est représenté par les flèches rouges, le sens de circulation de la lumière dans la plateforme. Enfin, on représente par le triangle rouge, la décroissance exponentielle de la BSW dans l'environnement à sonder.	1
1.1	Schéma du principe de bio-détection Lab-On-Fiber. Une nanostructure en métal supportant un plasmon de surface est intégrée sur la pointe de la fibre optique. Lorsqu'un événement de liaison moléculaire se produit à la surface du capteur, le pic de réflectance associé au mode plasmonique se déplace vers des longueurs d'onde plus longues. Source de l'image : Lab-on-Fiber Technology : A New Vision for Chemical and Biological Sensing [31]	4
1.2	Schéma du coupleur à base de fibre effilées avec structure en boucle de Sagnac et sa réponse spectrale en fonction de l'indice de réfraction. Source de l'image : Ultrasensitive refractive-index sensors based on tapered fiber coupler with Sagnac loop [46]	6
1.3	Schémas (a) du capteur EFPI avec une cavité externe et (b) du capteur IFPI formé par deux surfaces réfléchissantes, RS1 et RS2, le long d'une fibre. RS1 : la première surface réfléchissante ; RS2 : la deuxième surface réfléchissante[37].	6
1.4	Approche modulaire pour la réalisation de capteurs (a) I-IFPI fonctionnant en transmission et (b) T-IFPI fonctionnant en réflexion [51].	7
1.5	Schémas de la structure I-EFPI avec (a) une cavité FP scellée et (b) une cavité FP semi-ouverte.	8
1.6	Schéma du biocapteur de <i>Li et al</i> basé sur le MZI.	9
1.7	(a) Schéma du système de capteur à base de MI proposé ; (b) schéma et (c) image de microscope du capteur à base de MI. Source de l'image : Intensity modulated refractive index sensor based on optical fiber Michelson interferometer [72]	10

1.8	Schéma de l'interféromètre de Michelson basé sur une fibre à réseaux de Bragg LPG. Source de l'image : High-resolution optical refractometer based on a long-period grating Michelson interferometer using a cross-correlation signal-processing method [76].	11
1.9	(a) Schéma d'un LOF sur la paroi latérale de la fibre [99], (b) schéma d'un lab-in-fiber [100], (c) schéma de principe d'un LOF sur la face clivée de la fibre [101].	13
1.10	Mosaïque des différents types de sondes fibrées à base de SPR : (a) sonde à base de fibre amincie, (b) sonde à base de fibre D-shaped, (c) sonde à base de TFBG, (d) sonde courbée en U et (e) sonde à base de fibre à cristaux photoniques. Source de l'image : Recent advances in surface plasmon resonance based fiber optic chemical and biosensors utilizing bulk and nanostructures [106].	14
1.11	Développement de capteurs basés sur l'absorbance d'un revêtement incorporé de NP. (a) Fibre sans gaine avec dépôt de NP emprisonnées dans un revêtement. (b) Image AFM d'un assemblage de nanosphères de polystyrène de 540 nm de diamètre recouvertes d'argent. Un film métallique a été déposé sur les nanosphères. [119] (c) Intensité du champ électrique à proximité de deux NP d'argent de 25 nm de diamètre séparées de 30 nm entre les centres. Simulation à l'aide de Greensym. Il est possible de voir que la région entre les deux particules (indiquée par une flèche) montre une augmentation significative de l'intensité du champ électrique. optique fibre sans revêtement [120].	15
1.12	Intégration multifonctionnelle sur les pointes de fibre optique. Les structures optiques, électriques, acoustiques, thermiques, biologiques et chimiques traditionnelles ont été miniaturisées et intégrées sur des pointes de fibre optique [85].	17
1.13	NEMS sur des pointes de fibre. (a) Schéma du magnétomètre à fibre optique basé sur un NEMS en graphène. (b) Image au microscope de l'extrémité du capteur à fibre. [85]	18
1.14	Sondes SERS sur pointe basées sur un réseau de nanopointes à l'extrémité d'une fibre optique.[179] (d1) Illustration schématique du mécanisme d'amélioration de la diffusion Raman. (d2), (d3) Image SEM du réseau de pointes croisées sur une pointe de fibre optique.	21
1.15	(a) Diagramme de dispersion du multicouche optimisé. (b) Intensité normalisée du champ électrique de l'onde de surface de Bloch à $\lambda=1.55\mu\text{m}$	23
1.16	(a) Image MH-SNOM en champ proche de la propagation du BSW réalisée par <i>Dubey et al</i> [208] (b) Carte haute résolution (400 points sur une longueur de balayage de $20\mu\text{m}$) de la phase le long de la direction de propagation du BSW. (c) Coupe transversale de la phase du BSW le long de la direction de propagation.	24

- 1.17 (a) (Encadré en haut à droite) Spectres Raman recueillis au sommet de l'échantillon VIS pour l'eau (arrière-plan) et une solution composée de 1 :4 v/v de H₂O distillé et d'acétone lorsque la pompe ($\lambda_{\text{pompe}} = 780 \text{ nm}$) est couplée de manière résonnante au BSW à travers le prisme N-BK7. (Panneau principal) Spectre Raman après soustraction de l'arrière-plan. (b) Détail du pic autour de 800 cm^{-1} et spectre correspondant obtenu pour le prisme nu après soustraction de l'arrière-plan. (c) Schéma de la configuration expérimentale utilisée par *Pirotta et al* pour la diffusion Raman et les mesures PL [209]. 25
- 1.18 (a) Schéma de l'expérience de *Bessonov et al* [213] : (PC) cristal photonique et (WG) guide d'onde. Les courbes en pointillés jaunes représentent le faisceau de pinces optiques utilisé pour amener la particule jusqu'au guide d'onde. (b) Série d'images d'une particule au-dessus du guide d'ondes avec $w = 150 \text{ nm}$ et $L = 0.8 \text{ }\mu\text{m}$, prises avec un intervalle de 2 secondes. Les cercles jaunes indiquent une tache de lumière diffusée par la particule se déplaçant le long du guide d'onde sous l'action du champ BSW. 25
- 1.19 Mesure en temps réel de la lumière réfléchie dans la gamme spectrale $\lambda \in [1520, 1560] \text{ nm}$ du multicouche p-Si exposée aux vapeurs d'éthanol pendant un intervalle de temps limité. (a) BSW à $\theta = 37,60^\circ$ et (b) mode guidé à $\theta = 47,49^\circ$. Les distributions d'intensité de champ des modes sélectionnés sont indiquées à côté [220]. 26
- 1.20 (a) Image SEM de l'échantillon fabriqué par *Scaravilli et al* selon les paramètres suivants, un réseau périodique est dessiné sur la surface d'un 1DPC pré-déposé dans une zone carrée de $47.2 \text{ }\mu\text{m} \times 47.2 \text{ }\mu\text{m}$ autour de la région centrale. (b) Agrandissement du réseau fabriqué. (c) Spectre en réflectance mesuré pour l'échantillon, ne présentant aucune variation induite par la polarisation. (d) Spectre en réflectance numérique d'ordre zéro pour la polarisation TE, calculé pour différentes valeurs de coefficients d'extinction κ_1 et κ_2 [222]. 27
- 2.1 On représente une structure planaire (SP) et les champs électromagnétiques A et B qui interagissent avec elle. La structure planaire est composée de N couches. Le sens de propagation des champs est désigné par la lettre qui leur est attribuée. A pour un champ se propageant de gauche à droite et B pour un champ se propageant de droite à gauche. Enfin, la position des champs est indiqué par leur indice allant de 1 à $N+2$ 30
- 2.2 (a) Superposition de la transmittance théorique de la cavité Fabry-Perot donnée par la fonction d'Airy (Eq. 2.3) avec la transmittance simulée par PyMoosh et S4 pour une longueur d'onde dans le vide λ_0 comprise entre 400 et 800 nm. (b) Superposition de l'erreur absolue ε_{abs} avec la transmittance théorique et sa dérivée première $\frac{dT}{df}$. (c) Schéma de la cavité Fabry-Perot éclairée en incidence normale depuis le substrat. Les spectres sont obtenus avec les valeurs suivantes de paramètre $n_1 = 1.0$, $n_2 = 10.0$ et $e = 107 \text{ nm}$ 31

2.3	(a) Indice de réfraction du SiO_2 et Nb_2O_5 déposé par le RCMO. Les mesures fournies par l'institut Fresnel sont représentées par des croix. La ligne en pointillé représente le modèle de dispersion de Lorentz. (b) Gros plan sur la région de fonctionnement de notre multicouche. On constate un bon accord entre modèle de dispersion et mesures. (c) Représentation du multicouche étudié. On nomme respectivement d_1 et d_2 les épaisseurs géométriques des couches de Nb_2O_5 de SiO_2 , respectivement, et d_3 l'épaisseur géométrique de la couche de terminaison.	33
2.4	(a) Représentation d'une fonction non-convexe $f(x)$. (b) Représentation d'une fonction non-différentiable $g(x)$. Un algorithme d'optimisation locale pourra donner comme solution le point a bien que $f(b) < f(a)$	35
2.5	(a) Spectre angulaire de réflectance d'un multicouche supportant une onde de surface de Bloch et un mode de volume à 1550nm en polarisation TE, avec $d_1=217.11\text{nm}$, $d_2=339.85\text{nm}$ et $d_3=75\text{nm}$. (b) Histogramme de la largeur à mi-hauteur (LMH) des anti-pics présents dans 1000 spectres de multicouches différents. (c) Distributions d'intensité électrique $ E ^2/ E_{max} ^2$ dans le multicouche, associées à l'anti-pic situé à $\theta_{inc} = 51.5^\circ$ en vert et à $\theta_{inc} = 85.6^\circ$ en rouge (cf. (a)).	36
2.6	(a) Organigramme de l'algorithme utilisé afin de concevoir le multicouche. (b) Convergence de l'algorithme de recherche de minimum local dans le spectre angulaire de réflectance $R(\theta)$ du multicouche. (c) Carte de la fonction de coût minimisée par l'algorithme de recherche de minimum global.	37
2.7	(a) Couplage par prisme d'une onde en espace libre à un mode guidé. L'onde arrive avec un angle d'incidence θ sur le prisme (b) Couplage par réseau de diffraction d'une onde en espace libre à un mode guidé.	39
2.8	(a) Configuration idéale d'un couplage par réseau de diffraction blasé en réflexion.(b) Approche expérimentale, le réseau de diffraction est gravé dans le guide. Cette configuration n'est pas parfaite car elle perturbe localement le mode guidé.	40
2.9	Représentation d'un réseau de diffraction 2D fini de période d de dimension L selon l'axe x et h selon l'axe y	40
2.10	(a) L'interface du logiciel RSoft permet de concevoir la structure photonique. (b) Une fois la conception finie on peut vérifier le profil d'indice ainsi que le maillage spatial de la structure. (c) RSoft communique ensuite le fichier CAO à Fullwave afin de réaliser la simulation FDTD.	42
2.11	(a) Excitation de l'onde de surface de Bloch par un dipôle orienté selon l'axe Y et rayonnant à $1.55\mu\text{m}$. (b) Spectre de $\text{Re}(E_y(x))$ à l'interface multicouche/superstrat en fonction de l'indice de réfraction $n(\nu_x) = \lambda_0\nu_x$ où ν_x est la fréquence spatiale selon l'axe x . La position du pic de densité spectrale d'amplitude (DSA) nous donne l'indice effective $n_{eff} = \frac{\lambda_0}{\lambda_{eff}}$ de l'onde de surface de Bloch. (c) Coupe de $\text{Re}(E_y(x))$ le long de l'axe X au niveau de l'interface multicouche/superstrat et adaptation d'une fonction sinusoidale sur les données fournies par la FDTD. (d) Superposition des mesures faites via FDTD de n_{eff} avec la carte de dispersion calculée avec le matrice S.	44

- 2.12 (a) Profil d'indice de réfraction n faisant apparaître la gravure du réseau à l'interface multicouche/superstrat.(b) Motif élémentaire du réseau avec ses paramètres géométriques associés.(c) Distribution de champs électrique $Re(E_y(x, z))$ dans le multicouche nanostructuré présenté en (a) lorsque celui-ci est illuminé par un faisceau gaussien via le substrat. Le waist du faisceau gaussien est localisé juste au dessus du multicouche et centré par rapport au réseau. Ce résultat est obtenu par la méthode FDTD bidimensionnelle. 45
- 2.13 (a-c) Représentation de $f_c(a, d)$ avec $h=1.7925\mu\text{m}$, $f_c(d, h)$ avec $a=0.5$ et $f_c(h, a)$ avec $d=1.5\mu\text{m}$.(d) Visualisation en 3D des différents balayages. . . 46
- 2.14 Schéma de l'appareil de pulvérisation de Grove. On y voit de gauche à droite, l'alimentation haute-tension composée d'une batterie et d'une bobine (11), la chambre à vide (12) dans laquelle se trouve les deux électrodes en argent permettant l'ionisation du gaz et enfin la pompe permettant de faire le vide. 48
- 2.15 (a) Description d'un cycle ALD pour le dépôt d'une couche d' Al_2O_3 .(1) On introduit le précurseur A dans la chambre qui réagit avec la surface du substrat.(2) On chasse le précurseur A.(3) On introduit le précurseur B qui réagit avec le précurseur A à la surface du substrat.(4) On chasse le précurseur B.(b) Profil d'un multicouche déposé par ALD en Finlande $[6 \times [4 \times [d1 \text{ ds}] d1 \ 9 \times [d2 \text{ ds}] d2] [d1 \text{ ds} \ d1]]$ avec $ds=2\text{nm}$, $d1=45\text{nm}$ et $d2=30\text{nm}$. Fibre optique avec revêtement acrylate (c) avant et (d) après 30 jours d'exposition dans un four à 240°C [252]. On observe un changement de couleur du revêtement dû au phénomène de pyrolyse. 50
- 2.16 (a) Photographie des échantillons : fibres, férules et lames de verre installés sur leur support. On peut voir dans le bas de l'image trois des quatre cibles installées dans la machine de dépôt.(b) Profil souhaité du multicouche $[6 \times (\text{TiO}_2(215\text{nm})/\text{SiO}_2(285\text{nm})) + \text{TiO}_2(80\text{nm})]$ avec le TiO_2 en jaune et le SiO_2 en bleu.(c) Image MEB de la tranche du multicouche déposé par pulvérisation. 52
- 2.17 (a) Dépôt pour tests préliminaires constitué d'un empilement de deux couches de 300nm de TiO_2 et SiO_2 sur substrat de verre plan.(b) Image au microscope électronique à balayage de la tranche du dépôt révélant la couche de TiO_2 en vert et la couche de SiO_2 en violet. (c) Spectre en transmittance en rouge mesuré à l'aide du spectromètre Lambda 950 de chez Perkin-Elmer et en réflectance en bleu mesuré à l'aide du spectromètre Filmetrics F50 EXR.(d) Multicouche commandé à l'entreprise SEDI-ATI et déposé sur verre témoin $[6 \times (\text{TiO}_2(d1)/\text{SiO}_2(d2)) + \text{TiO}_2(d3)]$.(e) Comparaison entre le spectre théorique souhaité et expérimental mesuré à l'aide du spectromètre Lambda 950 de chez Perkin-Elmer. 53
- 2.18 (a) Photographie de l'intérieur de la chambre de dépôt de la machine de dépôt *Bühler SYRUSpro 710*. (b) Schéma présentant le principe de l'évaporation par canon à électrons assistée par plasma. (c) Zoom sur la source plasma et un des deux creusets recevant un des matériaux sources à déposer. 54

- 2.19 (a) Vue du bouchon (2) et du support de fibres (1) dans le logiciel de conception assistée par ordinateur *Autodesk Inventor*. (b) Image au microscope optique de la section d'une fibre multicœur (1) juste après l'opération de clivage, (2) après avoir sali intentionnellement la fibre et (3) après l'opération de nettoyage (bain à ultrasons d'éthanol, puis d'eau déminéralisée). (c) Photographie du bouchon une fois les 10 fibres multicœurs installées. (d) Mise en place des fibres clivées sur leur support usiné en aluminium. 54
- 2.20 (a) Spectres en transmittance théorique et expérimental à incidence normale du multicouche Nb_2O_5/SiO_2 déposé sur substrat de verre à l'institut FRESNEL. (b) Image MEB du multicouche sur fibre optique multicœur. (c) Vue latérale de l'empilement multicouche. Une cuvette est creusée par FIB dans le multicouche (correspondant au carré blanc en (b)) et l'une de ses parois latérales est imagée par MEB. 55
- 3.1 (a) Vue schématique et (b) photographie du connecteur FC/UPC à l'extrémité de la fibre à 4 cœurs SM-4C1500 proposée par l'entreprise Fibercore. (c) Schéma descriptif de la fibre multi-cœur une fois préparée pour le dépôt du multicouche. (d,e) Image au microscope optique inversé de la face clivée d'une fibre optique à 4 cœurs SM-4C1500 (d) avec la cliveuse RXS S46999-M9-A8 et (e) avec la cliveuse Sumitomo FC-6S. Entouré en blanc, le point d'impact de la lame de la cliveuse dans la fibre optique. . . . 58
- 3.2 (1) Fabrication du réseau original. (2) Application d'un agent de démoulage sur la surface du réseau. (3) Application d'une résine photosensible. (4) Ajout de la couche de substrat de la copie. (5) Photo-polymérisation de résine et démoulage de la copie. (6) Application d'un revêtement réfléchissant (si l'on souhaite un réseau en réflexion). 59
- 3.3 (a) Dépôt d'une couche d'oxyde. (b) Enduction du substrat avec une couche de résine photosensible. (c) Masquage et insolation de l'échantillon. (d) Développement de la résine insolée afin de libérer la couche d'oxyde au niveau des zones exposées aux UV (ou non exposées, si la résine est "négative"). (e) Gravure sèche de la couche d'oxyde. (f) Retrait de la couche de résine. 60
- 3.4 (a) La machine utilisée pour l'usinage FIB est un *Helios Nanolab 600i* fabriqué par FEI. Son faisceau ionique est capable de délivrer jusqu'à 60A.cm² sur une tache de seulement 4.5nm de diamètre. Sa fonction MEB a une résolution de 1nm. En prime, il est capable de déposer différents matériaux comme du platine (Pt) et de l'oxyde de silicium (SiOx). (b) Schéma de fonctionnement du FIB faisant apparaître le canon à ions Ga⁺ et le canon à électrons utilisé par le MEB. (c) Les fibres une fois installées dans la chambre à vide, vues par la caméra CCD du FIB. (d) Piscine creusée au FIB dans le multicouche déposé sur fibre pour mesurer l'épaisseur des couches d'oxydes. 60

- 3.5 (a) Image au MEB d'une fibre multicœurs recouverte par le multicouche et la couche de chrome. On aperçoit entouré par un cercle noir en pointillé, les motifs gravés au FIB qui nous serviront de repères pour localiser les cœurs. (b) Montage de cinq fibres métallisées sur le support utilisé pour l'usinage FIB. On aperçoit le dépôt de laque d'argent à la base de chaque fibre (petite tache blanche) permettant la continuité électrique entre la fibre métallisée et le support pour l'évacuation des charges électriques lors de l'usinage au FIB. Le support est positionné sur le microscope optique inversé. (c) Localisation optique des cœurs en y injectant un laser rouge. Le motif en croix est défini comme l'origine du repère tandis que l'encoche à droite sert à définir la direction de l'axe des abscisses. Les coordonnées sont données en micromètres. (d) Image au MEB des quatre réseaux nanofabriqués en extrémité de fibre, superposée à l'image optique de la fibre révélant la position des cœurs. Les réseaux recouvrent les 4 cœurs. 62
- 3.6 (a) Représentation 3D de l'empilement des multiples passages de gravure formant le motif en dent de scie, et du chemin emprunté par le faisceau d'ions. (b) Image MEB en vue plongeante du réseau blasé. (c) Schéma de profil du motif en dent de scie théorique. (d) profil du motif de réseau réalisé au FIB. 63
- 3.7 (a) Schéma du montage pour la caractérisation optique des plateformes fibrées. FPC : contrôleur de polarisation fibré, PD : photodiode, Obj : objectif de microscope, LP : polariseur linéaire. (b) Photographie du système de positionnement de la fibre monté sur le microscope inversé. ML : moteur linéaire Thorlabs MTS25/M-Z8, CP : Cube piézoélectrique Newport NPXYZ100SG et PM : Platine à vise micrométrique. (c) Photographie de quatre fibres montées sur le microscope inversé. (d) Schéma de la deuxième plateforme avec double réseau croisés. 64
- 3.8 (a) Schéma décrivant la position des cœurs de fibre en fonction de θ et h . (b) Évolution des pertes optiques en fonction de la rotation de la fibre θ dans la férule. 66

- 3.9 (a) Image MEB de la facette supérieure de la fibre multi-cœur, recouverte par le multicouche et gravée avec quatre coupleurs de réseau. Une image de la lumière injectée dans les cœurs de fibre est superposé à l'image MEB (points rouges), révélant l'emplacement caché des cœurs de fibre sous-jacents à chaque réseau. Les flèches blanches indiquent le sens de propagation des ondes de surface de Bloch entre les deux paires de canaux orthogonaux sur la plateforme. (b) Images MEB du réseau blasé montrant le côté incliné des rainures. (c) Schéma définissant l'angle de polarisation θ entre les rainures du réseau (en gris) et le champ électrique optique \vec{E} . (d,e) Images infrarouges de la surface supérieure de la fibre multicœurs lorsque la lumière est injectée dans le canal d'entrée de gauche : en (d) le champ électrique est parallèle aux rainures du réseau, comme indiqué par la flèche blanche pour que l'onde de surface de Bloch soit excitée et propagée au réseau opposé ciblé tandis que dans (e) le champ électrique est orthogonal aux rainures du réseau. Aucun couplage de l'onde de surface de Bloch ne se produit. Les bords des fibres sont marqués d'un cercle blanc. (f) Évolution de la puissance optique normalisée mesurée au moyen de la photodiode PD1 à l'extrémité du canal de sortie en fonction de l'angle de polarisation θ de la lumière incidente. Le champ électrique est parallèle aux rainures du réseau lorsque l'angle de polarisation est égal zéro degré. 68

- 3.10 (a) Image MEB de la plateforme accordable intégrée à l'extrémité d'une fibre à 4 cœurs. Trois des quatre cœurs de la fibre sont connectés à la plateforme via (b) un double réseau croisé (sur le cœur "Input") et (c) deux réseaux blasés (sur les cœurs "Output 2" et "Output 3"). (d-f) Images optiques en champ lointain de la micro-plateforme en bout de fibre (par le microscope inversé couplé à la caméra infrarouge), pour trois orientations différentes de la direction de polarisation linéaire du mode de fibre incident à la sortie du cœur "Input". L'état de polarisation (linéaire) est indiqué sur chaque figure par une double flèche. (g) Puissance normalisée à la sortie des deux cœurs "Output 1" et "Output 2" en fonction de l'orientation de la polarisation linéaire incidente. Les mesures expérimentales à la sortie du Fan-In/Out sont représentées par des croix. Les prédictions théoriques basées sur la loi de Malus 3.7 et les propriétés de polarisation des ondes de surfaces sont représentées en trait plein. Les données en bleu et rouge concernent les signaux des cœurs "Output 1" et "Output 2", respectivement (voir le code-couleur de (a)). 70

- 3.11 (a) Montage optique utilisé pour la caractérisation spectrale de la première plateforme. (b) Image optique dans le domaine visible de la plateforme montrant la localisation des cœurs de fibre sous les réseaux. (c) En orange, spectre optique mesuré et normalisé par la source à l'aide du supercontinuum et du spectromètre optique. En bleu, mesure équivalente avec le couple laser accordable réglé en mode balayage et une photodiode branchée sur un oscilloscope. En rouge pointillés, spectre simulé par le modèle FDTD avec design initial $d_1 = 240$ nm, $d_2 = 345$ nm, $n_{Nb_2O_5} = 2.185 + 1 \times 10^{-4}j$ et $n_{SiO_2} = 1.469 + 1 \times 10^{-4}j$. En rouge tirets, spectre simulé par le modèle FDTD avec design corrigé $d_1 = 235$ nm, $d_2 = 380$ nm, $n_{Nb_2O_5} = 2.1369 + 5 \times 10^{-4}j$ et $n_{SiO_2} = 1.5126 + 5 \times 10^{-4}j$ (d) Schéma de la cavité Fabry-Pérot étudiée avec $e = 70.71$ μm , R le coefficient de réflexion en énergie, n_2 l'indice effectif de l'onde de surface de Bloch. 71
- 3.12 (a) Diagramme de dispersion associé au multicouche adapté avec les paramètres $d_1 = 235$ nm, $d_2 = 380$ nm, $n_{Nb_2O_5} = 2.1369 + 5 \times 10^{-4}j$ et $n_{SiO_2} = 1.5126 + 5 \times 10^{-4}j$. On observe un décalage vers les plus grandes longueurs d'onde de l'onde de surface de Bloch. On note également un affaiblissement de la bande interdite photonique et un élargissement de la courbe de dispersion de l'onde de surface de Bloch indiquant une augmentation des pertes optiques par diffusion dans le multicouche. Les répercussions possibles sont une diminution du facteur d'augmentation du champ électrique, ainsi que de la longueur de propagation. (b) On modélise localement autour de 1590nm, la dispersion de l'onde de surface de Bloch à l'aide d'un polynôme d'ordre 1 $n_{eff}(\lambda) = A\lambda + B$ où $A = -0.4923$ RIU/ μm et $B = 2.0035$ RIU. 72
- 3.13 (a) Distribution du champ électrique $|E_y(X, Z)|$ dans le modèle FDTD. On observe un régime d'interférence dans la cavité optique formée par les deux réseaux blasés. (b) Profil de l'intensité du champ électrique $|E_y(X, Z)|^2$ dans la cavité optique pour une longueur d'onde de 1.59 μm . Pour mesurer la visibilité des franges ν on adapte un polynôme d'ordre 1 $f(x) = a * x + b$ aux position des maximums (en rouge) et minimum (en bleu) d'intensité. On utilise ensuite la valeur du paramètre b pour calculer $\nu = \frac{b_{max} - b_{min}}{b_{max} + b_{min}}$. On constate au passage une légère décroissance de l'intensité liée aux pertes que subit l'onde de surface de Bloch durant sa propagation. (c) Évolution en fonction de la longueur d'onde du coefficient de réflectance R calculé à partir de la visibilité ν précédemment mesurée. (d) Enveloppe du spectre en sinus cardinal lié à la pupille que représente le cœur de fibre. (e) Adaptation du modèle analytique théorique avec le spectre mesuré. 74
- 3.14 Évolution simulée par matrice S (a) de la réponse spectrale et (b) de l'indice effectif n_{eff} de l'onde de surface de Bloch en fonction l'indice de réfraction de l'environnement n_{env} . Pour l'étude spectrale, le multicouche est illuminé en configuration de Kretschmann par une onde plane incidente sous un angle $\theta \approx 54.089^\circ$. Pour l'étude de n_{eff} la longueur d'onde est fixée à $\lambda_0 = 1.6\mu\text{m}$ 75

- 4.1 (a) Vue schématique des différentes étapes d'assemblage des fibres avec la férule à double canaux. (1) Avant l'assemblage on vérifie la propreté de la férule et si les canaux ne sont pas obstrués. (2) À l'aide d'une seringue on applique une petite dose de colle dans les canaux et sur la facette à polir de la férule. (3) On introduit les fibres préalablement préparées en veillant à les faire dépasser du bourrelet de colle. (4) À l'aide d'un pistolet à air chaud on chauffe l'ensemble pour polymériser la colle. On attend que cette dernière vire au marron pour arrêter la chauffe. (5) On clive les fibres à l'aide d'un couteau à rubis. (6) Enfin, la férule est prête à être polie. Pour cela on utilise différents papiers abrasif en commençant avec la plus grosse taille de grain afin d'enlever rapidement la colle. (b) Vue au microscope optique de l'assemblage d'une fibre avec la férule durant l'étape de polissage (grains $3\mu\text{m}$). On repère facilement la fibre et son cœur au centre de l'image. On constate que l'ensemble présente des résidus de colle entre les parois du canal et la gaine de la fibre. Ces derniers ne sont pas gênants pour notre application tant qu'ils restent dans le plan de la facette de la férule. On observe également des rainures provoquées par le polissage. Ces dernières s'estomperont petit à petit en réduisant le grain du papier abrasif, jusqu'à totalement disparaître. (c) Rendu photo-réaliste de la férule à double canaux de CM SCIENTIFIC en configuration double fibre mono-mode. 78
- 4.2 (a) Vue de dessus de la structure et champ électrique $|E_y|$ calculé par FDTD montrant la propagation de l'onde de surface de Bloch dans le guide d'onde. La structure est composée de deux réseaux de couplage de période $d=1.4\ \mu\text{m}$, de taux de remplissage $a=62\%$ et de profondeur de gravure $h=365\ \text{nm}$. Le guide d'onde est quant à lui composé de deux tranchés espacés de $L=10\ \mu\text{m}$, larges de $l=1\ \mu\text{m}$ et profondes de $h_g=400\ \text{nm}$. La longueur de propagation a été réduite, comparée à la réalité ($\approx 425\ \mu\text{m}$) pour des raisons de temps de calcul. (b) Vue en coupe du guide d'onde et du champ électrique $|E_y|$ calculé par FDTD montrant une distribution proche du mode fondamental. (c) Vue au MEB de l'ensemble de la structure. (d) Vue au microscope optique de la plateforme. On distingue la férule dans laquelle la fibre a été insérée ainsi que son cœur en rouge. On injecte un laser rouge afin de contrôler optiquement la superposition du cœur avec le réseau de couplage. (e) Zoom au MEB sur le réseau de diffraction. . . . 80

- 4.3 Photographie du banc de mesure permettant la génération d'un environnement saturé en vapeurs d'alcool. On y retrouve de bas en haut, le laser accordable (Agilent 8164A + module laser 81640A) dont la sortie de modulation interne (OUTPUT) est connectée à l'amplificateur à détection synchrone (REF IN). En bas à gauche, le contrôleur de polarisation fibré directement connecté en sortie de la source laser. Au milieu en noir, l'amplificateur à détection synchrone (Signal Recovery model 5210) est utilisé afin d'extraire le signal utile noyé dans le bruit de la source laser et de la photodiode. Au dessus, à gauche on retrouve le contrôleur de moteur (Thorlabs KDC101) permettant de piloter la platine motorisé (Thorlabs MT S25-Z8) et cachée derrière se trouve la photodiode InGaAs utilisée pour mesurer le signal optique en sortie de la plateforme fibrée. Cette dernière est polarisée sur pile ce qui permet d'éliminer le bruit lié à l'alimentation électrique et est connectée à l'amplificateur à détection synchrone (SENSITIVITY A). Au milieu, on retrouve la plaque chauffante sur laquelle est posée la fiole remplie d'un fond d'éthanol. Dans cette fiole est introduit la férule fibrée supportée par un bras monté sur la platine motorisée. Enfin à droite, se trouve la carte d'acquisition (NI 9215) permettant d'enregistrer le signal de sortie (OUTPUT) de l'amplificateur à détection synchrone. 82
- 4.4 (a) Mesure de la température de l'éthanol lors de la phase de monté en température . (b) Évolution du signal en sortie de l'amplificateur à détection synchrone pour une descente de la férule dans les vapeurs d'alcool (partie rouge) ainsi que pour une remonté à la position d'origine (en vert). 83
- 4.5 (a) Évolution de la puissance optique en sortie de la plateforme en fonction du temps lors de la phase de remonté de la férule. Chaque palier correspond à une position fixe de la férule. (b) Évolution de la puissance optique en sortie de la plateforme en fonction de la position de la férule. (c) Étude numérique de l'impact de l'indice de réfraction de l'environnement n_{env} sur la puissance optique en sortie de la plateforme. La zone de travail qui s'étale de 1.0 à 1.10 RIU est encadrée en vert. Les points de calcul FDTD de cette zone sont utilisés pour adapter un polynôme de degré 1 de forme $f(x) = ax + b$ avec $a = -7.751724 \text{ RIU}^{-1}$ et $b = 8.763563$. (d) Transcription des mesures de puissance optique réalisées en (b) en valeurs d'indice de réfraction n_{env} à l'aide des données de simulation de (c). La courbe en orange est une adaptation de l'équation 4.6 sur les mesures. La valeurs des coefficients après adaptation sont : $a = 1.343534 \times 10^2 \text{ RIU}^2$ et $b = 9.480869 \times 10^{-1} \text{ mm}^{-1}$ 84
- 4.6 (a) Évolution de l'indice de réfraction n_{env} mesuré en fonction du temps brut et moyenné sur 3.0 sec afin de diminuer le bruit. (b) Évolution du bruit RIU en fonction de la mesure d'indice de réfraction. Encadrée en vert, la zone de fonctionnement optimale, avec un bruit d'environ $4 \times 10^{-4} \text{ RIU}$. La zone encadrée en rouge présente le niveau de bruit le plus élevé, atteignant 1×10^{-3} 86

- 4.7 (a) Schéma du montage optique composé d'un laser accordable proche infrarouge (Agilent 8164A + module laser 81640A), d'un contrôleur de polarisation fibré et d'une photodiode InGaAs polarisée sur pile branchée sur une carte d'acquisition National Instrument NI-9215. (b) La férule est exposée à une alternance de flux d'air pur et pollué représenté par les bandes jaunes. (c) Photographie de l'assemblage férule-raccord de tube avec pas de vis à monter sur le circuit d'air. (d) Photographie du four dans lequel est placé le réacteur contenant le polluant sous forme liquide (ici de l'éthanol C_2H_6O) à diffuser dans le circuit. (e) Vue global du banc instrumenté permettant la diffusion contrôlé de polluant dans un circuit d'air industriel. Les contrôleurs de débits sont pilotés par l'automate permettant de programmer une séquence d'exposition au polluant. 87
- 4.8 (a) Dessin schématisant le problème étudié. L'onde de surface de Bloch arrive sur le réseau avec un indice effectif $n_{eff} = n_1 \sin \theta_i$ et est diffractée avec un angle θ_m où m est l'ordre de diffraction ici égal à -1. La lumière est guidée par la fibre uniquement si $\theta_m \leq \theta_{max}$. (b) Évolution de l'angle θ_m en fonction des variations de l'indice de l'environnement n_{env} pour une longueur d'onde λ_0 de 1.55 μm et un pas de réseau d de 1.4 μm 89
- 4.9 (a) Étude spectacle de la plateforme sur fibre multicœur à l'aide du modèle FDTD. La longueur de propagation vaut ici $L \approx 70.71 \mu\text{m}$. 300 simulations ont été réalisées en régime impulsionnel en faisant varier n_{env} de 1.00 à 1.31. Le spectre en transmittance normalisé par la source est calculé pour chaque valeur de n_{env} . Les 300 spectres sont ensuite empilés pour former une matrice de 305 par 300 points. (b) Profil de la puissance optique en sortie de la plateforme pour une longueur d'onde constante de $\lambda_0=1.65\mu\text{m}$ représentée par la ligne en pointillés rouge présente sur la figure précédente. On évalue le coefficient de pente du pic de résonance qui croisse cette ligne en premier. On trouve $a= -3084.26\%/RIU$. Le point de fonctionnement idéal (sensibilité et linéarité optimales) est matérialisé par l'étoile verte. 90

LISTE DES TABLES

2.1	Comparatif entre le modèle analytique et les deux modèles numériques. . .	31
2.2	Données techniques fournies par le constructeur Fibercore	32
2.3	Valeurs des coefficients du modèle de dispersion trouvées en utilisant l'outil FITDISP de RSoft sur les mesures d'indice de réfraction du SiO ₂ et Nb ₂ O ₅ effectuées par l'institut Fresnel.	33
2.4	Classification de différents algorithmes d'optimisation parmi les plus connus.	34
2.5	Pour un maillage uniforme avec un pas spatial $\Delta(x, z)$	43
2.6	Plages de balayage des paramètres géométriques du réseau de diffraction.	46
2.7	Paramètres géométriques du réseau optimisé.	47
3.1	Puissances mesurées à différents points du montage fibré.	64
3.2	Paramètres géométriques de la structure multicouche initiale, et la structure adaptée pour atteindre numériquement des propriétés spectrales similaires à celles mesurées expérimentalement.	72
4.1	Férule CM SCIENTIFIC ref. V/11466DB à double canaux avec méplat sur le diamètre extérieur.	77
4.2	Paramètres géométriques des réseaux de diffraction pour la plateforme férulée.	79

A

PUBLICATIONS

1 Miniaturized Bloch Surface Wave Platform on a Multicore Fiber

2 Clement Eustache, Aude L. Lereu, Roland Salut, Antonin Moreau, Miguel Angel Suarez,
3 Emiliano Descrovi, Julien Lumeau, and Thierry Grosjean*



Cite This: <https://doi.org/10.1021/acsp Photonics.2c01011>



Read Online

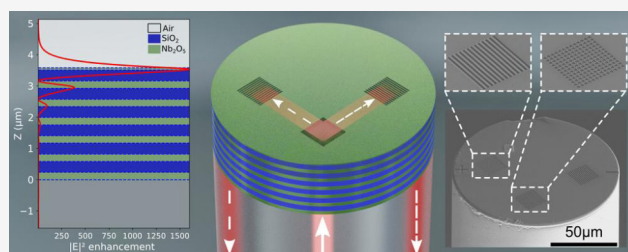
ACCESS |

 Metrics & More

 Article Recommendations

4 **ABSTRACT:** We propose a novel implementation of a mini-
5 aturized photonic platform fabricated on a multicore fiber tip,
6 capable of tunable optical functions via coupling to Bloch surface
7 waves (BSWs). A one-dimensional photonic crystal is deposited on
8 the cleaved surface of a fiber tip, allowing the propagation of BSWs
9 in the near-infrared. On top of each core, subwavelength gratings
10 are fabricated to operate as optical couplers between BSWs and the
11 corresponding fiber modes. The ability to control the optical
12 interconnection among different pairs of cores of the multicore
13 fiber via polarization-selective BSW coupling is demonstrated. The
14 resulting compact, tunable, and portable platforms can be fruitfully employed in the vast application domain covered by optical fiber
15 technology including sensing, optical trapping, manipulation, and information processing.

16 **KEYWORDS:** *lab-on-fiber, Bloch surface wave, 1D photonic crystal, grating coupler, multicore fiber, on-fiber tunability*



17 ■ INTRODUCTION

18 The need for novel tools able to sense and analyze
19 environmental parameters within tiny recesses is seen to
20 rapidly grow in many scientific, medical, and industrial
21 domains. Being compact, robust, and flexible, optical fibers
22 are widely considered a promising optical tool for addressing
23 this demand, as they allow a direct control on light-encoded
24 information collected from hard-to-reach locations.^{1,2}

25 The integration of micro- or nano-optical structures, such as
26 ring microresonators,^{3,4} photonic crystals,^{5–7} and metasurfa-
27 ces,^{8,9} onto fiber tips can further improve specific optical
28 functionalities for imaging,^{10–13} analyzing,^{14–20} manipulat-
29 ing,^{21,22} and controlling^{23–26} physical, chemical, and biological
30 quantities on a very local scale. In a broader perspective, lab-
31 on-fiber devices enable optical sensing and processing
32 functionalities on the tip of optical fibers implemented in
33 robust architectures, which can be particularly attractive for
34 applications beyond laboratories.^{27,28}

35 In addition, optical fibers offer the opportunity to export
36 nano-optics out of the lab for *in situ* or *in vivo* applications in a
37 wide field of research, industrial, and medical domains. Lab-on-
38 tip²⁹ devices usually include micro- and nanostructures
39 fabricated on top of the cleaved faced of the fiber, to provide
40 for the optical coupling with the fiber modes.²⁸ In perspective,
41 the control and manipulation of optical signals possibly
42 extending outside the footprint of a single fiber core would
43 allow the construction of lab-on-tip architectures with multiple
44 and improved functionalities. In sensing applications, for
45 example, a stronger interaction with the external environment
46 can be obtained in a multicore fiber system^{30–34} by letting the

optical probe signal propagate from one core to the others,⁴⁷
onto the fiber facet. Furthermore, smart fibers capable of⁴⁸
combining the optical trapping, manipulation, and inter-⁴⁹
rogation of tiny objects can be proposed, with the possibility⁵⁰
of a real-time remote control and monitoring through the fiber.⁵¹
Various ways for optically interconnecting single fiber cores⁵²
have been recently proposed by using polymeric micro-⁵³
structures fabricated on fiber tips, but the resulting integrated⁵⁴
3D platforms remain rather fragile for real-life applications.^{35,36}⁵⁵

In the framework of the lab-on-fiber concept, we present a⁵⁶
platform consisting of a multicore optical fiber tailored with a⁵⁷
one-dimensional photonic crystal³⁷ deposited on top of one⁵⁸
fiber facet. The 1D photonic crystal (PhC) is designed to⁵⁹
sustain Bloch surface waves (BSWs),^{38,39} which are well-⁶⁰
known surface electromagnetic modes capable of propagation⁶¹
distances on planar dielectric multilayers in the millimeter⁶²
length scale.⁴⁰ BSWs are here exploited as signal carriers and⁶³
shown to provide a controllable in-built coupling between the⁶⁴
guided modes associated with two or more fiber cores. Since⁶⁵
BSWs can be easily manipulated by means of microscale⁶⁶
optical elements, as proposed in several examples of two-⁶⁷
dimensional photonic circuits,^{41–45} the routing of BSWs on the⁶⁸

Received: July 1, 2022

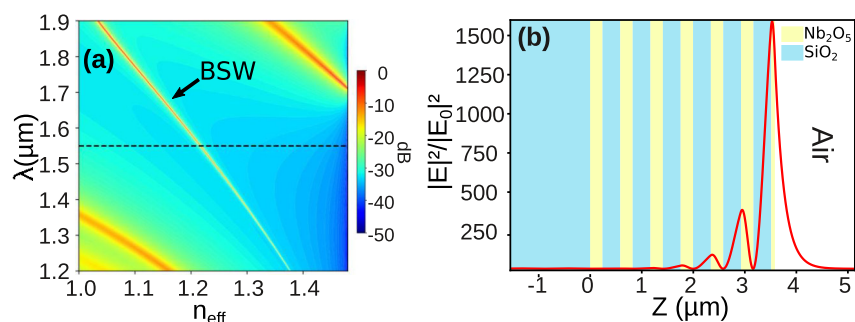


Figure 1. (a) Reflectivity map indicating the dispersion of TE-polarized modes of the 1D PhC. Illumination is from the glass substrate. The function $10 \log_{10}(1 - R)$ is plotted, where R is the reflectivity of the PhC, as a function of the vacuum wavelength and the effective index n_{eff} . The effective index depends on the angle of incidence θ at the glass 1D PhC interface as $n_{\text{eff}} = n_{\text{glass}} \sin(\theta)$, where $n_{\text{glass}} = 1.48$. (b) Intensity profile of the BSW at $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, $\theta = 54.933^\circ$, normalized to the intensity of the incident plane wave from the glass substrate.

69 whole 1D PhC surface and the coupling with the fiber modes
70 are performed by means of proper diffractive structures.

71 The advantages of a resonant field confined at the fiber tip
72 surface and evanescently extended toward the external medium
73 are particularly beneficial in portable sensing applications.⁴⁶
74 However, a typical bottleneck of fiber-based sensor systems is
75 represented by the interrogation (input) and the sensing
76 (output) signals being transmitted along the same physical
77 path. The configuration proposed here allows overcoming such
78 a limitation, by splitting the input and the output paths along
79 two separate cores and performing the sensing operation by
80 detecting the perturbation of the BSW propagating between
81 them.

82 Coupling of Bloch Surface Waves with Fiber Modes.

83 In the proposed architecture, the efficient coupling of BSWs
84 with the guided modes propagating in the underlying fiber
85 cores represents an issue of utmost relevance. In this section,
86 we describe the computational model, the fabrication
87 techniques, and the experimental setup used to tackle this
88 aspect.

89 Platform Design.

90 The on-tip 1D PhC is fabricated by
91 stacking six pairs of Nb_2O_5 and SiO_2 layers on the cleaved end
92 of a four-core fiber. Details about the deposition procedure are
93 provided in the [Methods](#) section. The centers of the four cores
94 are positioned at the corners of a fictive square of $50 \mu\text{m}$ per
95 side that is centered on the axis of the $125 \mu\text{m}$ wide cladding.
96 The 1D PhC is designed to sustain transverse-electric-
97 polarized (TE) BSWs at telecommunication wavelengths.
98 [Figure 1\(a\)](#) shows the TE-polarized reflectivity map of a 1D
99 PhC on a semi-infinite glass medium (calculated using the
100 scattering matrix method⁴⁷) when the illumination is provided
101 from the glass. This diagram shows the BSW dispersion curve,
102 the latter being identified as a narrow, low-reflectivity region.
103 Worth noting is that in the spectral range $1.4\text{--}1.7 \mu\text{m}$ the BSW
104 is the only mode supported by the 1D PhC. As shown in
105 [Figure 1\(b\)](#), the intensity profile of the BSW normalized to the
106 incident wave electric field ($|E|^2/|E_0|^2$ at $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$) is well
107 confined at the top surface of the multilayer, with a maximum
108 enhancement factor of about 1500. A long propagation length
109 of 1.85 mm is then estimated for the BSW (based on the decay
110 length corresponding to $1/e^2$ of the intensity, along the
111 propagation direction). Such a propagation length is 37 times
112 larger than the spacing between two cores of our multicore
113 fiber, which is fairly enough to provide an optical interconnect

114 In the present architecture, the excitation and detection of
115 BSWs requires a coupling process for an efficient power
116 transfer from the fiber modes to BSWs and *vice versa*. To this
117 end, diffraction gratings on top of the multilayer and aligned
118 with the underlying fiber cores have been designed.^{48–52} These
119 diffractive elements consist of a periodic sequence of sawtooth
120 grooves aimed at improving the directionality of the power
121 coupling. Referring to [Figure 2\(b\)](#), the design has been

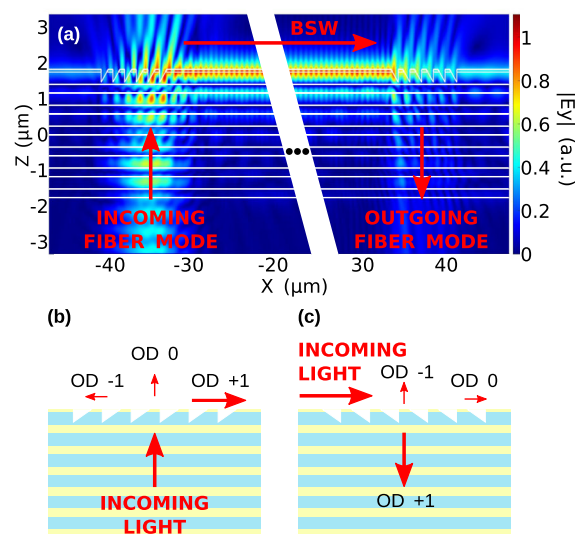


Figure 2. (a) FDTD simulation (2D) of the amplitude of a $-$ -polarized electric optical field in the proposed core-to-core interconnection scheme (the field is plotted in the longitudinal (xOz)-plane). The optical field is considering TE-polarized when the electric field of the source is parallel to the grooves of the grating. (b and c) Sketches of the blazed grating couplers showing their sawtooth profiles and orders of diffraction (OD).

122 conducted in order to maximize the efficiency of the diffraction
123 order OD+1. The design task is performed by means of an
124 FDTD model as detailed in the [Methods](#) section. An optimal
125 grating design is calculated to provide a 35% coupling
126 efficiency between the incoming fiber mode and the BSWs,
127 while asymmetrically routing about 92% of the overall BSW's
128 power in the desired direction only. When used as a decoupler,
129 such a grating converts 40.4% of the incoming BSW into
130 optical waves projected into the fiber core. We estimate from
131 the dispersion calculation of the BSW in and out of the
132 grating's area that 0.5% of the BSW entering or leaving the

133 diffractive structures is back-reflected due to impedance
134 mismatch at edges.

135 The grating couplers are blazed and were fabricated using a
136 focused ion beam (FIB) as described in the [Methods section](#).

137 **Optical Setup.** To experimentally characterize the on-tip
138 photonic platforms, the optical setup shown in [Figure 3](#) is

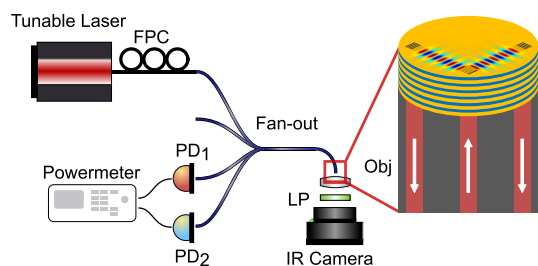


Figure 3. Sketch of the setup for the optical characterization of the device. FPC: fiber polarization controller, PD: photodetector, Obj: microscope objective, LP: linear polarizer.

139 used. The multicore fiber is connected to a fan-out system
140 (from Fibercore) that ensures a low-losses transition between
141 four standard single-mode fibers (SMF-28) and the cores of
142 the multicore fiber. A tunable laser at telecommunication
143 wavelengths (Agilent 8164A + module 81640A, 1.51–1.64 μm
144 laser bandwidth) followed by a fiber polarization controller
145 (Thorlabs, 3-paddle polarization controllers FPC562) is
146 connected to one of the four channels of the fan-out element
147 (defined as the input channel). The multicore fiber facet
148 hosting the patterned 1D PhC is placed horizontally and
149 imaged with an infrared camera (Allied Vision, Goldeye G033
150 SWIR) coupled to a ($\times 32$, 0.5) microscope objective. A linear
151 polarizer (LPNIR050-MP2 from Thorlabs) is positioned in
152 front of the camera to analyze the polarization of the laser light
153 outcoupled in free space by means of the diffractive elements.
154 A pair of calibrated IR photodiodes (Newport) are respectively
155 connected at two of the other three channels of the fan-out
156 system (defined as the output channels in the following).

157 ■ RESULTS AND DISCUSSION

158 The coupling and propagation of a BSW upon light injection in
159 one of the fiber cores (input channel) is first addressed. As
160 shown in [Figure 4\(a\)](#), each fabricated grating is oriented in
161 such a way that BSWs are preferentially routed toward the
162 grating coupler on top of a diametrically opposite fiber core
163 (output channel). The good alignment of the gratings with the
164 underlying fiber cores can be appreciated from [Figure 4\(a\)](#),
165 where an optical image of light leaking out of the fiber cores
166 (red spots) has been properly projected and superposed to the
167 scanning electron microscope (SEM) image. Additional
168 markers are also visible for alignment purposes.

169 Radiation at 1.55 μm wavelength is injected in one of the
170 four cores while the fiber tip surface is imaged onto the camera
171 after polarization filtering along two orthogonal directions. The
172 fraction of collected light that is directly transmitted in air from
173 the core (OD 0) is used to analyze the polarization state of the
174 input fiber mode. Moreover, the first diffracted order must
175 satisfy a momentum and polarization matching condition with
176 the BSWs to be coupled.

177 When the incoming radiation is polarized along a direction
178 orthogonal to the grooves of the grating, BSW coupling is
179 forbidden because the transversality condition of the BSW

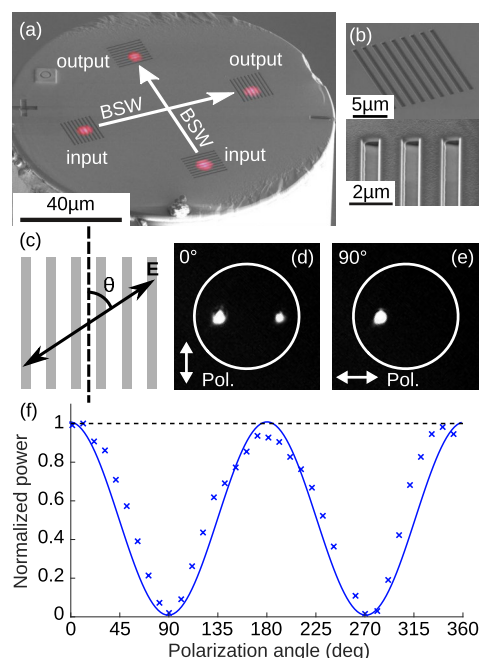


Figure 4. (a) SEM image of the multicore fiber top facet, coated with the dielectric 1D PhC and patterned with four grating couplers. An optical image of light leaking in free space from the fiber cores is properly superposed to the SEM image (red spots), revealing the hidden location of the fiber cores underlying each grating. The white arrows indicate the propagation directions of the BSWs between the two orthogonal channel pairs on the platform. (b) SEM images of the blazed grating showing the steep side of the grooves. (c) Scheme defining the angle of polarization θ between the grooves of the grating (in gray) and the optical electric field E . (d, e) Optical image of the multicore fiber top surface when light is injected in the input channel on the left: in (d) the electric field is parallel to the grooves of the grating coupler, as indicated by the white arrow so that the BSW is launched and scattered at the targeted opposite grating, while in (e) the electric field is orthogonal to the grooves of the grating coupler and no BSW coupling occurs. Fiber edges are marked with a white circle. (f) Normalized power measured by means of PD1 at the free end of the output channel of the fan-out element as a function of the orientation angle of the incident (linear) polarization. The electric field is parallel to the grooves of the grating when the polarization angle equals zero degree.

180 wavevector and the electric field fails to be fulfilled. In this case,
181 the collected optical image shows the outcoupled zero-order
182 diffracted light from the input core only ([Figure 4\(e\)](#)). Instead,
183 when the polarization is rotated by 90 deg, the BSW can be
184 coupled and propagated toward the diametrically opposite
185 grating. Here, a scattering effect occurs, leading to the
186 appearance of two spots ([Figure 4\(d\)](#)). The brighter spot on
187 the left corresponds to the zero-order diffracted radiation from
188 the input core, while the weaker spot on the right arises from a
189 first-order diffraction in air of the incoming BSW at the output
190 grating.

191 Furthermore, once the launched BSWs reach the target
192 grating, an efficient back-coupling into the corresponding
193 output fiber mode occurs. Thanks to the use of the
194 photodetectors at the free end of the fan-out element, we are
195 able to measure the back-coupled power into the output core.

196 [Figure 4\(f\)](#) shows the optical power that is guided back
197 through the output core as a function of the polarization
198 orientation of the input fiber mode. One of the two available

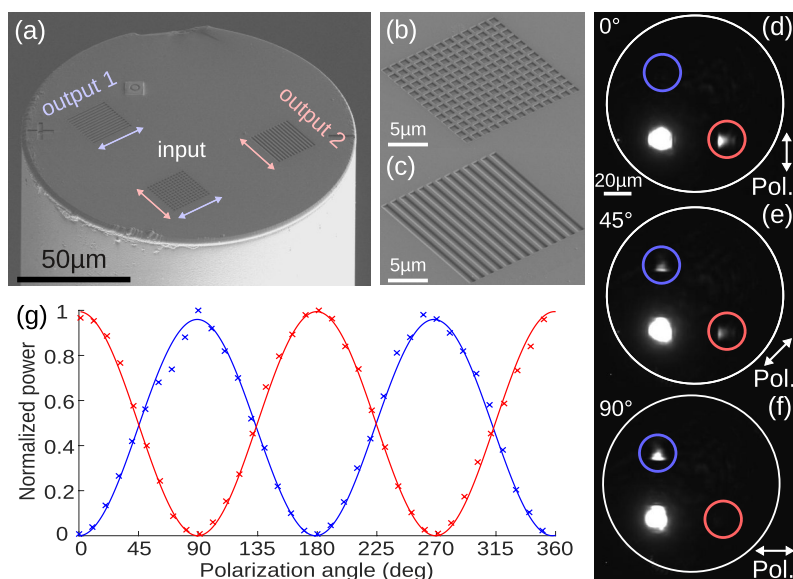


Figure 5. (a) SEM picture of the multicore fiber top facet, coated with the dielectric 1D PhC and patterned with (b) a double crossed grating and (c) two blazed linear gratings. (d–f) Optical images of the multicore fiber top facet for three different orientations of the linear polarization of the input fiber mode, as indicated by the double arrows. (g) Crosses: Normalized power measured at the two output channels of the multicore fiber as a function of the orientation of the incident linear polarization. Solid lines: Projection coefficients of the incident linear polarization onto the two orthogonal polarization states of the BSWs launched toward the two blazed gratings.

199 detection channels at the fan-out element is used for power
200 measurement (see Figure 3). The measured power oscillates
201 harmonically as the incident linear polarization direction is
202 rotated, with a maximum and a nearly zero transmission
203 corresponding to polarization directions parallel and perpen-
204 dicular to the grooves of the grating, respectively. Such a
205 polarization dependence confirms that the two opposite
206 gratings are optically connected through a BSW traveling
207 onto the fiber tip surface.

208 In Figure 2(a) simulated results conducted in a planar 2D
209 geometry are also illustrated, wherein a TE-polarized Gaussian
210 beam is incident on the blazed grating from the glass substrate
211 (electric field parallel to the grooves) and the back-coupled
212 power from the target grating is calculated. The observed
213 dependence of the power coupling efficiency between the two
214 cores on the incoming polarization results from the
215 combination of the grating orientation and the in-plane
216 polarization of the BSW.

217 The core-to-core coupling efficiency is estimated as 5.4%,
218 which is comparable with the numerical prediction of about
219 9.5% (see Methods section). The discrepancy between theory
220 and experiments may be explained by a slight deviation of the
221 grating period from the condition of a perfect phase-matching
222 for BSW coupling, slight relative misalignments of the two
223 gratings, and/or tolerances in centering the grating with the
224 core axis.

225 The observed intercore coupling occurs pairwise only, the
226 BSW propagating along a distance of about 71 μm between
227 each core pair. In this configuration two on-tip optical
228 interconnections can be simultaneously performed on a single
229 fiber.

230 In an attempt to demonstrate the potential of our platform
231 in signal multiplexing, more complex diffractive structures are
232 engraved in the upper layers of the 1D PhC (Figure 5(a)). In
233 this configuration, a double cross-grating (Figure 5(b)) is
234 fabricated on top of one fiber core, such that the BSW
235 momentum matching condition can be fulfilled along two

orthogonal directions. Instead, linear blazed gratings are
236 fabricated on top of two adjacent cores as shown in Figure
237 5(c), for back-coupling BSW power into the corresponding
238 output fiber cores.

239 Intercore multiplexing is enabled by the polarization
240 characteristics of BSWs. Thanks to a polarization projection
241 mechanism that has been illustrated elsewhere,⁵³ the double
242 cross-grating can operate as a polarization-sensitive beam-
243 splitter for BSWs. Although the overall power coupled to
244 BSWs is independent from the polarization direction of the
245 incident radiation, it undergoes a distribution among BSWs
246 propagating in perpendicular directions, depending on the
247 polarization state of the input radiation. In this way, an
248 accurate control of the power distribution among the two
249 output fiber modes can be obtained by means of a rotation of
250 the polarization direction of the input linearly polarized fiber
251 mode.

252 Figure 5(d)–(f) show optical images of the multicore fiber
253 top facet for three different orientations of the input linear
254 polarization (displayed with a white double arrow at the
255 bottom right corner of the figures). Two spots are visible in
256 both Figure 5(d) and (f). A brighter spot corresponding to the
257 location of the double cross grating indicates the zero-order
258 diffraction of the input radiation in air. The weaker spots reveal
259 light scattering from the linear blazed gratings hit by BSWs
260 launched at the crossed grating. The red and blue circles in the
261 figures identify the location of the linear grating couplers
262 (output 1 and output 2 in Figure 5(a)). As anticipated, when
263 the incident light polarization is parallel to one of the two set
264 of grooves of the crossed grating coupler, BSWs are selectively
265 launched in a specific direction. However, when the incoming
266 linear polarization has a nonzero projection on both grating
267 vectors (in Figure 5(e)), a linear polarization oriented at 45°
268 with respect to both grid axes, light is distributed between the
269 two perpendicular paths. The total outcoupled power being
270 polarization invariant, the intensity of the scattered light at the
271 two outcouplers in Figure 5(e) is reduced by a factor of 2 as
272

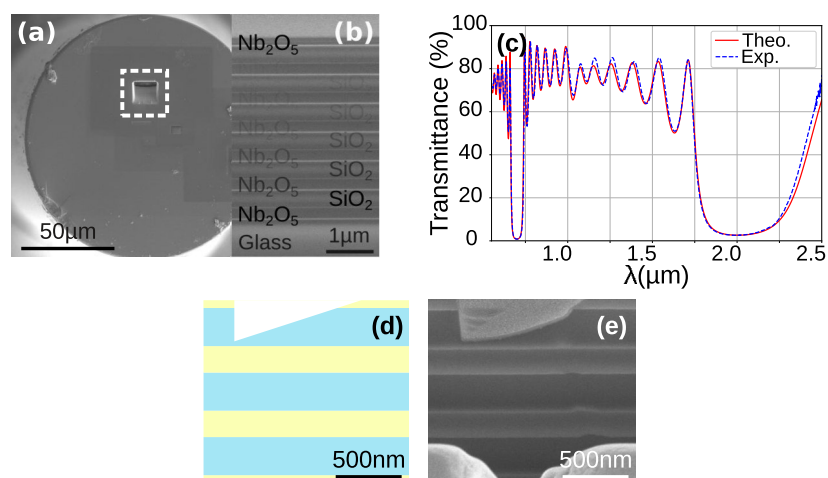


Figure 6. (a) SEM image of the 1D PhC on top of a multicore optical fiber. (b) Side view of the multilayer stack. A cuvette is milled by FIB in the PhC (corresponding to the white square in (a)), and one of its side walls is imaged by SEM at a tilted view. (c) Theoretical and experimental transmittance spectra of the 1D PhC on a glass substrate at normal incidence. (d) Cross-sectional sketch and (e) SEM image of a single blazed groove of the directional grating.

273 compared to Figure 5(d,f). This property is verified in Figure
 274 5(g), which plots the outcoupled power guided in the two
 275 output channels of the fiber as a function of the polarization
 276 direction of the incident light. The optical power measured at
 277 the two fiber outputs agrees well with the vector components
 278 of the incident field along the two allowed orthogonal
 279 polarization states of the crossed grating. A continuous
 280 rotation of the incoming polarization allows an accurate
 281 control of the light routing to the different outputs.

282 ■ CONCLUSION

283 We presented a novel photonic platform allowing the coupling,
 284 propagation, and detection of Bloch surface waves on a
 285 monolithic device based on a multicore fiber with a micron-
 286 sized footprint. First, we demonstrate the ability of BSWs to
 287 interconnect two cores in the fiber, with an experimental
 288 coupling efficiency of 5.4% (9.5% is theoretically predicted).
 289 Such a coupling efficiency is appealing for numerous
 290 applications including probing and sensing. In addition,
 291 intercore power transfer can be improved by adopting more
 292 complex strategies in the design and fabrication of the
 293 platform. For example, numerical analysis suggests a local
 294 increase of the thickness of the 1D PhC top layer at the grating
 295 areas can enhance the BSW coupling efficiency. Second, we
 296 demonstrate an implementation of a fiber-integrated signal
 297 multiplexing across three fiber cores by exploiting a polar-
 298 ization-controlled coupling of BSWs.

299 With this BSW platform, we pave the way to a new
 300 generation of optically addressable sensors that could be
 301 fruitfully used for measurements in hard to reach locations.
 302 Remarkable examples are *in vivo* sensing in the biomedical
 303 domain⁵⁴ or remote sensing in geologically relevant environ-
 304 ments.⁵⁵ Note that with the gratings being part of the on-fiber
 305 interconnect, the detuning of their diffraction properties upon
 306 modification of the fiber's environment should also play a role
 307 in the sensing process. BSWs can also be used to manipulate
 308 nanoparticles or biological entities using optical trapping
 309 strategies.⁵⁶ With our platform nanoparticles could be trapped
 310 and moved along the BSW optical path by controlling the light
 311 intensity injected in the fiber cores.⁵⁷ Moreover, we anticipate
 312 the possibility of controlling nanoparticles in a 2D space by

operating on the polarization of the injected light. Still, the use
 of a multicore platform enables the simultaneous implementa-
 tion of detection and manipulation schemes, thus creating a
 very appealing multifunctional tool for nano-bioscience.

■ METHODS

Simulation. To ensure a propagation length of the BSW in
 the millimeter range, the 1D PhC design is conducted by
 joining the scattering matrix method (the free-access MOOSH
 simulation code⁵⁸) together with a genetic optimization
 algorithm.^{59,60} The final design is composed of 6 periods of
 Nb₂O₅ and SiO₂ layers plus one termination layer of Nb₂O₅.
 The Nb₂O₅ and SiO₂ layers have refractive indices of 2.186
 and 1.469 with a 10⁻⁴ imaginary part (at $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$). Finally,
 the optimized thicknesses are 240 nm for Nb₂O₅ layers,
 345 nm for SiO₂ layers, and 75 nm for the Nb₂O₅ termination
 layer.

The grating design is performed by employing the RSoft
 FullWAVE finite difference time domain method (FDTD) in
 combination with a genetic algorithm. The optimized design
 converts about 13% of the overall incoming power into guided
 radiation in the output fiber core (see Figure 2). Using the
 overlap integral approach, we predict that 73% of this
 outcoupled light is guided into the fiber, thereby leading to a
 9.5% core-to-core coupling via BSWs on the fiber tip. For an
 operation at 1.55 μm wavelength, each groove extends for 370
 nm in height and 920 nm in length, with a period of 1.47 μm .

Fabrication. Layer thicknesses are controlled in real time
 during the deposition process with an *in situ* optical monitoring
 system (Bühler OMS 5000).⁶¹ Refractive indices were
 determined from transmission measurement on single layer
 using reverse engineering techniques.⁶² Figure 6(a,b) show
 SEM images of a resulting structure. Figure 6(b) is a cross-
 section of the PhC realized by milling a cuvette in the
 multilayer with a FIB (see Figure 6(a)). An identical 1D PhC
 is also deposited on a glass wafer, in order to allow optical
 measurements with a spectrophotometer (PerkinElmer
 Lambda 1050) and compared to the corresponding theoret-
 ically predicted transmittance spectrum (see Figure 6(c)),
 calculations are performed with the scattering matrix method).
 The experimental and theoretical spectra agree well, and an

error simulation analysis shows that the average error on the thickness of each layer does not exceed a few 0.1%.

To locate the fiber cores, which are invisible in SEM imaging, we first engraved a frame (composed of a cross and a line) in the upper layers of the 1D PhC using FIB (Helios Nanolab 600i) milling. This frame is visible in Figure 4(a) and Figure 5(a). We then localize the cores in the previous engraved frame, by injecting the light of a visible laser (Thorlabs S1FC635) and imaging the end facet of the fiber with an inverse microscope. The spatial coordinates of the cores are then used to engrave the blazed gratings^{63,64} in the right place. Blazed gratings are fabricated in a raster multipass FIB milling, which ensures an accurate control of the blaze angle and minimum material redeposition. During each of the 100 raster scans of the fabrication process, the beam dwell time (scan speed) is modified from line to line to form the typical sawtooth groove profile with a constant ion beam fluence.

AUTHOR INFORMATION

Corresponding Author

Thierry Grosjean – FEMTO-ST Institute, Besançon 25030 Cedex, France; orcid.org/0000-0002-9470-7693; Phone: +33 (0)3 81 66 64 17; Email: thierry.grosjean@univ-fcomte.fr

Authors

Clement Eustache – FEMTO-ST Institute, Besançon 25030 Cedex, France; orcid.org/0000-0002-1005-469X

Aude L. Lereu – Aix Marseille University, Marseille 13397, France; orcid.org/0000-0001-7390-7832

Roland Salut – FEMTO-ST Institute, Besançon 25030 Cedex, France

Antonin Moreau – Aix Marseille University, Marseille 13397, France

Miguel Angel Suarez – FEMTO-ST Institute, Besançon 25030 Cedex, France

Emiliano Descrovi – Department of Applied Science and Technology, Polytechnic University of Turin, Torino 10129, Italy; orcid.org/0000-0002-3613-2967

Julien Lumeau – Aix Marseille University, Marseille 13397, France

Complete contact information is available at: <https://pubs.acs.org/10.1021/acsp Photonics.2c01011>

Funding

This work is funded by the Region Bourgogne Franche-Comte, the Direction General de l'Armement (DGA), the French Agency of Research ANR (contract ANR-18-CE42-0016), and the EIPHI Graduate School (contract ANR-17-EURE-0002).

Notes

The authors declare no competing financial interest.

ACKNOWLEDGMENTS

This work is supported by the French RENATECH network and its FEMTO-ST technological facility.

REFERENCES

(1) Papadopoulos, I. N.; Farahi, S.; Moser, C.; Psaltis, D. High-resolution, lensless endoscope based on digital scanning through a multimode optical fiber. *Biomed. Opt. Express* **2013**, *4*, 260–270.

(2) Zhu, Z.; Liu, L.; Liu, Z.; Zhang, Y.; Zhang, Y. Surface-plasmon-resonance-based optical-fiber temperature sensor with high sensitivity and high figure of merit. *Opt. Lett.* **2017**, *42*, 2948–2951.

(3) Arce, C. L.; De Vos, K.; Claes, T.; Komorowska, K.; Van Thourhout, D.; Bienstman, P. Silicon-on-insulator microring resonator sensor integrated on an optical fiber facet. *IEEE Photonics Technol. Lett.* **2011**, *23*, 890–892.

(4) Zhang, S.; Tang, S.-J.; Feng, S.; Xiao, Y.-F.; Cui, W.; Wang, X.; Sun, W.; Ye, J.; Han, P.; Zhang, X.; Zhang, Y. High-Q Polymer Microcavities Integrated on a Multicore Fiber Facet for Vapor Sensing. *Adv. Opt. Mater.* **2019**, *7*, 1900602.

(5) Jung, I. W.; Park, B.; Provine, J.; Howe, R. T.; Solgaard, O. Highly sensitive monolithic silicon photonic crystal fiber tip sensor for simultaneous measurement of refractive index and temperature. *J. Lightwave Technol.* **2011**, *29*, 1367–1374.

(6) Shambat, G.; Kothapalli, S.-R.; Provine, J.; Sarmiento, T.; Harris, J.; Gambhir, S. S.; Vuckovic, J. Single-cell photonic nanocavity probes. *Nano Lett.* **2013**, *13*, 4999–5005.

(7) Calero, V.; Suarez, M.-A.; Salut, R.; Baida, F.; Caspar, A.; Behague, F.; Courjal, N.; Galtier, L.; Gillette, L.; Duvillaret, L.; Gaborit, G.; Bernal, M.-P. An ultra wideband-high spatial resolution-compact electric field sensor based on Lab-on-Fiber technology. *Sci. Rep.* **2019**, *9*, 1–10.

(8) Principe, M.; Consales, M.; Micco, A.; Crescitelli, A.; Castaldi, G.; Esposito, E.; La Ferrara, V.; Cutolo, A.; Galdi, V.; Cusano, A. Optical fiber meta-tips. *Light: Sci. Appl.* **2017**, *6*, No. e16226.

(9) Consales, M.; Quero, G.; Spaziani, S.; Principe, M.; Micco, A.; Galdi, V.; Cutolo, A.; Cusano, A. Metasurface-Enhanced Lab-on-Fiber Biosensors. *Laser Photonics Rev.* **2020**, *14*, 2000180.

(10) Betzig, E.; Chichester, R. J. Single molecules observed by near-field scanning optical microscopy. *Science* **1993**, *262*, 1422–1425.

(11) Mivelle, M.; Ibrahim, I. A.; Baida, F.; Burr, G.; Nedeljkovic, D.; Charrat, D.; Rauch, J.; Salut, R.; Grosjean, T. Bowtie nano-aperture as interface between near-fields and a single-mode fiber. *Opt. Express* **2010**, *18*, 15964–15974.

(12) Choi, Y.; Yoon, C.; Kim, M.; Yang, T. D.; Fang-Yen, C.; Dasari, R. R.; Lee, K. J.; Choi, W. Scanner-free and wide-field endoscopic imaging by using a single multimode optical fiber. *Phys. Rev. Lett.* **2012**, *109*, 203901.

(13) Aigouy, L.; Cazé, A.; Gredin, P.; Mortier, M.; Carminati, R. Mapping and quantifying electric and magnetic dipole luminescence at the nanoscale. *Phys. Rev. Lett.* **2014**, *113*, 076101.

(14) Lee, K. G.; Kihm, H. W.; Kihm, J. E.; Choi, W. J.; Kim, H.; Ropers, C.; Park, D. J.; Yoon, Y. C.; Choi, S. B.; Woo, D. H.; Kim, J.; Lee, B.; Park, Q. H.; Lienau, C.; Kim, D. S. Vector field microscopic imaging of light. *Nat. Photonics* **2007**, *1*, 53–56.

(15) Vo, T.-P.; Mivelle, M.; Callard, S.; Rahmani, A.; Baida, F.; Charrat, D.; Belarouci, A.; Nedeljkovic, D.; Seassal, C.; Burr, G. W.; Grosjean, T. Near-field probing of slow Bloch modes on photonic crystals with a nanoantenna. *Opt. Express* **2012**, *20*, 4124–4135.

(16) Höppener, C.; Novotny, L. Antenna-based optical imaging of single Ca²⁺ transmembrane proteins in liquids. *Nano Lett.* **2008**, *8*, 642–646.

(17) Taminiau, T. H.; Moerland, R. J.; Segerink, F. B.; Kuipers, L.; van Hulst, N. F. $\lambda/4$ resonance of an optical monopole antenna probed by single molecule fluorescence. *Nano Lett.* **2007**, *7*, 28–33.

(18) Kalkbrenner, T.; Håkanson, U.; Schädle, A.; Burger, S.; Henkel, C.; Sandoghdar, V. Optical microscopy via spectral modifications of a nanoantenna. *Phys. Rev. Lett.* **2005**, *95*, 200801.

(19) Atie, E. M.; Xie, Z.; El Eter, A.; Salut, R.; Nedeljkovic, D.; Tannous, T.; Baida, F. I.; Grosjean, T. Remote optical sensing on the nanometer scale with a bowtie aperture nano-antenna on a fiber tip of scanning near-field optical microscopy. *Appl. Phys. Lett.* **2015**, *106*, 151104.

(20) Loyez, M.; Hassan, E. M.; Lobry, M.; Liu, F.; Caucheteur, C.; Wattiez, R.; DeRosa, M. C.; Willmore, W. G.; Albert, J. Rapid detection of circulating breast cancer cells using a multiresonant optical fiber aptasensor with plasmonic amplification. *ACS Sens* **2020**, *5*, 454–463.

(21) Eter, A. E.; Hameed, N. M.; Baida, F. I.; Salut, R.; Filiatre, C.; Nedeljkovic, D.; Atie, E.; Bole, S.; Grosjean, T. Fiber-integrated

- 479 optical nano-tweezer based on a bowtie-aperture nano-antenna at the
480 apex of a SNOM tip. *Opt. Express* **2014**, *22*, 10072–10080.
- 481 (22) Berthelot, J.; Ćimović, S. S.; Juan, M. L.; Kreuzer, M. P.;
482 Renger, J.; Quidant, R. Three-dimensional manipulation with
483 scanning near-field optical nanotweezers. *Nat. Nanotechnol* **2014**, *9*,
484 295–299.
- 485 (23) Anger, P.; Bharadwaj, P.; Novotny, L. Enhancement and
486 quenching of single-molecule fluorescence. *Phys. Rev. Lett.* **2006**, *96*,
487 113002.
- 488 (24) Taminiau, T.; Stefani, F.; Segerink, F. B.; Van Hulst, N. Optical
489 antennas direct single-molecule emission. *Nat. Photonics* **2008**, *2*,
490 234–237.
- 491 (25) Farahani, J. N.; Pohl, D. W.; Eisler, H.-J.; Hecht, B. Single
492 quantum dot coupled to a scanning optical antenna: a tunable
493 superemitter. *Phys. Rev. Lett.* **2005**, *95*, 017402.
- 494 (26) Mivelle, M.; Viktorovitch, P.; Baida, F. I.; Eter, A. E.; Xie, Z.;
495 Vo, T.-P.; Atie, E.; Burr, G. W.; Nedeljkovic, D.; Rauch, J.-Y.; Callard,
496 S.; Grosjean, T. Light funneling from a photonic crystal laser cavity to
497 a nano-antenna: overcoming the diffraction limit in optical energy
498 transfer down to the nanoscale. *Opt. Express* **2014**, *22*, 15075–15087.
- 499 (27) Pisco, M.; Cusano, A. Lab-On-Fiber Technology: A Roadmap
500 toward Multifunctional Plug and Play Platforms. *Sensors* **2020**, *20*,
501 4705.
- 502 (28) Xiong, Y.; Xu, F. Multifunctional integration on optical fiber
503 tips: challenges and opportunities. *Adv. Photonics* **2020**, *2*, 064001.
- 504 (29) Kim, J. A.; Wales, D. J.; Thompson, A. J.; Yang, G.-Z. Fiber-
505 Optic SERS Probes Fabricated Using Two-Photon Polymerization
506 For Rapid Detection of Bacteria. *Adv. Opt. Mater.* **2020**, *8*, 1901934.
- 507 (30) Zhao, Z.; Dang, Y.; Tang, M. Advances in Multicore Fiber
508 Grating Sensors. *Photonics* **2022**, *9*, 381.
- 509 (31) Xiong, Y.; Xu, H.; Wang, Y.; Wu, C.; Ding, Z.; Chen, M.; Hao,
510 Y.; Chen, Y.; Xu, F. Ultracompact Multicore Fiber De-Multiplexer
511 Using an Endface-Integrating Graphene Photodetector Array. *ACS*
512 *Photonics* **2022**, *9*, 1808–1813.
- 513 (32) Fender, A.; MacPherson, W. N.; Maier, R. R. J.; Barton, J. S.;
514 George, D. S.; Howden, R. I.; Smith, G. W.; Jones, B. J. S.;
515 McCulloch, S.; Chen, X.; Suo, R.; Zhang, L.; Bennion, I. Two-Axis
516 Temperature-Insensitive Accelerometer Based on Multicore Fiber
517 Bragg Gratings. *IEEE Sensors Journal* **2008**, *8*, 1292–1298.
- 518 (33) Antonio-Lopez, J. E.; Eznaveh, Z. S.; LiKamWa, P.; Schülzgen,
519 A.; Amezcua-Correa, R. Multicore fiber sensor for high-temperature
520 applications up to 1000°C. *Opt. Lett.* **2014**, *39*, 4309–4312.
- 521 (34) Van Newkirk, A.; Antonio-Lopez, E.; Salceda-Delgado, G.;
522 Amezcua-Correa, R.; Schülzgen, A. Optimization of multicore fiber
523 for high-temperature sensing. *Opt. Lett.* **2014**, *39*, 4812–4815.
- 524 (35) Markiewicz, K.; Wasylczyk, P. Photonic-chip-on-tip: compound
525 photonic devices fabricated on optical fibers. *Opt. Express* **2019**, *27*,
526 8440–8445.
- 527 (36) Liu, Q.; Zhan, Y.; Zhang, S.; Feng, S.; Wang, X.; Sun, W.; Ye, J.;
528 Zhang, Y. Optical tentacle” of suspended polymer micro-rings on a
529 multicore fiber facet for vapor sensing. *Opt. Express* **2020**, *28*, 11730–
530 11741.
- 531 (37) Yeh, P.; Yariv, A.; Cho, A. Y. Optical surface waves in periodic
532 layered media. *Appl. Phys. Lett.* **1978**, *32*, 104–105.
- 533 (38) Liscidini, M.; Galli, M.; Shi, M.; Dacarro, G.; Patrini, M.;
534 Bajoni, D.; Sipe, J. E. Strong modification of light emission from a dye
535 monolayer via Bloch surface waves. *Opt. Lett.* **2009**, *34*, 2318–2320.
- 536 (39) Lereu, A. L.; Zerrad, M.; Pawsian, A.; Amra, C. Surface
537 plasmons and Bloch surface waves: Towards optimized ultra-sensitive
538 optical sensors. *Appl. Phys. Lett.* **2017**, *111*, 011107.
- 539 (40) Dubey, R.; Barakat, E.; Häyrynen, M.; Roussey, M.; Honkanen,
540 S. K.; Kuittinen, M.; Herzig, H. P. Experimental investigation of the
541 propagation properties of Bloch surface waves on dielectric multilayer
542 platform. *JEOS:RP* **2017**, *13*, 1–9.
- 543 (41) Yu, L.; Barakat, E.; Sfez, T.; Hvozdar, L.; Di Francesco, J.;
544 Peter Herzig, H. Manipulating Bloch surface waves in 2D: a platform
545 concept-based flat lens. *Light: Sci. Appl.* **2014**, *3*, e124–e124.
- (42) Yu, L.; Barakat, E.; Nakagawa, W.; Herzig, H. P. Investigation
of ultra-thin waveguide arrays on a Bloch surface wave platform. *J.*
Opt. Soc. Am. B **2014**, *31*, 2996–3000.
- (43) Kim, M.-S.; Vetter, A.; Rockstuhl, C.; Lahijani, B. V.; Häyrynen,
M.; Kuittinen, M.; Roussey, M.; Herzig, H. P. Multiple self-healing
Bloch surface wave beams generated by a two-dimensional fraxicon.
Commun. Phys. **2018**, *1*, 1–8.
- (44) Vosoughi Lahijani, B.; Badri Ghavifekr, H.; Dubey, R.; Kim,
M.-S.; Vartiainen, I.; Roussey, M.; Herzig, H. P. Experimental
demonstration of critical coupling of whispering gallery mode cavities
on a Bloch surface wave platform. *Opt. Lett.* **2017**, *42*, 5137–5140.
- (45) Dubey, R.; Vosoughi Lahijani, B.; Häyrynen, M.; Roussey, M.;
Kuittinen, M.; Herzig, H. P. Ultra-thin Bloch-surface-wave-based
reflector at telecommunication wavelength. *Photonics Res.* **2017**, *5*,
494–499.
- (46) Scaravilli, M.; Micco, A.; Castaldi, G.; Coppola, G.; Giofrè, M.;
Iodice, M.; La Ferrara, V.; Galdi, V.; Cusano, A. Excitation of Bloch
Surface Waves on an Optical Fiber Tip. *Adv. Opt. Mater.* **2018**, *6*,
1800477.
- (47) Liu, V.; Fan, S. S4: A free electromagnetic solver for layered
periodic structures. *Comput. Phys. Commun.* **2012**, *183*, 2233–2244.
- (48) Rodriguez, G. A.; Ryckman, J. D.; Jiao, Y.; Weiss, S. M. A size
selective porous silicon grating-coupled Bloch surface and sub-surface
wave biosensor. *Biosens. Bioelectron.* **2014**, *53*, 486–493.
- (49) Scaravilli, M.; Castaldi, G.; Cusano, A.; Galdi, V. Grating-
coupling-based excitation of Bloch surface waves for lab-on-fiber
optrodes. *Opt. Express* **2016**, *24*, 27771–27784.
- (50) Waldhäusl, R.; Schnabel, B.; Dannberg, P.; Kley, E.-B.; Bräuer,
A.; Karthe, W. Efficient Coupling into Polymer Waveguides by
Gratings. *Appl. Opt.* **1997**, *36*, 9383–9390.
- (51) Taillaert, D.; Van Laere, F.; Ayre, M.; Bogaerts, W.; Van
Thourhout, D.; Bienstman, P.; Baets, R. Grating Couplers for
Coupling between Optical Fibers and Nanophotonic Waveguides. *Jpn.*
J. Appl. Phys. **2006**, *45*, 6071–6077.
- (52) Roelkens, G.; Van Thourhout, D.; Baets, R. High efficiency
Silicon-on-Insulator grating coupler based on a poly-Silicon overlay.
Opt. Express **2006**, *14*, 11622–11630.
- (53) Kovalevich, T.; Boyer, P.; Suarez, M.; Salut, R.; Kim, M.-S.;
Herzig, H. P.; Bernal, M.-P.; Grosjean, T. Polarization controlled
directional propagation of Bloch surface wave. *Opt. Express* **2017**, *25*,
5710–5715.
- (54) Grant, S. A.; Bettencourt, K.; Krulevitch, P.; Hamilton, J.; Glass,
R. In vitro and in vivo measurements of fiber optic and
electrochemical sensors to monitor brain tissue pH. *Sens. Actuators*
B Chem. **2001**, *72*, 174–179.
- (55) Amanzadeh, M.; Aminossadati, S. M.; Kizil, M. S.; Sheridan, E.;
Bowen, W. P. A microfabricated fibre optic sensor for methane gas
measurement in underground coal mines. *Photonics Global Conference*
(PGC) **2012**, 1–5.
- (56) Xiang, Y.; Tang, X.; Fu, Y.; Lu, F.; Kuai, Y.; Min, C.; Chen, J.;
Wang, P.; Lakowicz, J. R.; Yuan, X.; Zhang, D. Trapping metallic
particles using focused Bloch surface waves. *Nanoscale* **2020**, *12*,
1688–1696.
- (57) Shilkin, D. A.; Lyubin, E. V.; Soboleva, I. V.; Fedyanin, A. A.
Direct measurements of forces induced by Bloch surface waves in a
one-dimensional photonic crystal. *Opt. Lett.* **2015**, *40*, 4883–4886.
- (58) Defrance, J.; Lemaître, C.; Ajib, R.; Benedicto, J.; Mallet, E.;
Pollès, R.; Plumey, J.-P.; Mihailovic, M.; Centeno, E.; Ciraci, C.;
Smith, D.; Moreau, A. Moosh: A Numerical Swiss Army Knife for the
Optics of Multilayers in Octave/Matlab. *J. Open Res. Software* **2016**, *4*,
No. e13.
- (59) Goldberg, D. E.; Holland, J. H. Genetic algorithms and
machine learning. *Mach Learn* **1988**, *3*, 95–99.
- (60) Conn, A. R.; Gould, N. I.; Toint, P. A globally convergent
augmented Lagrangian algorithm for optimization with general
constraints and simple bounds. *SIAM J. Numer. Anal.* **1991**, *28*,
545–572.

- 613 (61) Begou, T.; Lemarchand, F.; Lemarquis, F.; Moreau, A.;
614 Lumeau, J. High-performance thin-film optical filters with stress
615 compensation. *J. Opt. Soc. Am. A* **2019**, *36*, C113–C121.
- 616 (62) Gao, L.; Lemarchand, F.; Lequime, M. Refractive index
617 determination of SiO₂ layer in the UV/Vis/NIR range: spectrophoto-
618 metric reverse engineering on single and bi-layer designs. *J. Eur. Opt.*
619 *Soc. A* **2013**, *8*, 0.
- 620 (63) Watanabe, T.; Ayata, M.; Koch, U.; Fedoryshyn, Y.; Leuthold,
621 J. Perpendicular Grating Coupler Based on a Blazed Antireflection-
622 Reflection Structure. *J. Lightwave Technol.* **2017**, *35*, 4663–4669.
- 623 (64) Xu, J.; Yang, S.; Wu, L.; Xu, L.; Li, Y.; Liao, R.; Qu, M.; Quan,
624 X.; Cheng, X. Design and fabrication of a high-performance binary
625 blazed grating coupler for perfectly perpendicular coupling. *Opt.*
626 *Express* **2021**, *29*, 42999–43010.

Titre : Capteurs fibrés à base d'ondes de surface de Bloch

Mots-clés : Nano-optiques, Ondes de surface de Bloch, Fibres optique multicœur, Lab-on-fibers

Résumé :

La détection et l'analyse de faibles quantités physiques, chimiques ou biologiques, in situ, dans des environnements difficiles d'accès, a un impact important dans de nombreux domaines scientifiques, médicaux et industriels. Même s'il est l'un des meilleurs éléments en termes de miniaturisation pour relever ce défi, le concept de "Lab-on-tip", cloisonné au cœur de la fibre, présente une résolution de détection restreinte. L'objectif de ma thèse est d'explorer une nouvelle génération de "Lab-on-tip" basée sur l'interconnexion optique, de différents cœurs d'une fibre multicœurs, ou deux fibres à cœurs uniques. Cette approche repose sur des plateformes nano-optiques à base d'ondes de surface de Bloch développées à l'extrémité de fibre. Les ondes de surface de Bloch sont des modes électromagnétiques évanescents se propageant sur des distances millimétriques à la surface d'un cristal photonique unidimensionnel. Ces ondes de surface sont utilisées à la fois pour interconnecter les cœurs de fibre et sonder leur environnement. Des réseaux de diffraction sublongueur d'ondes

sont gravés au-dessus de chaque cœur afin de coupler les modes de fibre aux ondes de surface de Bloch. Nous avons développé deux plateformes nano-optiques à l'extrémité de fibres à quatre cœurs et une plateforme sur la facette d'une fêrulle à deux fibres monomodes standard. Nous avons démontré un couplage cœur à cœur contrôlable par la polarisation de la lumière incidente, permettant la mise en œuvre de fonctions de détection agiles et de démultiplexage. Ces plateformes ont été testées comme réfractomètres pour la détection de composés organiques volatiles. Ces structures permettent d'entrevoir des capteurs où l'excitation lumineuse et les signaux de détection empruntent des canaux différents à travers la fibre optique, permettant un processus de détection simplifié et une optimisation du rapport signal-à-bruit. Ces micro-plateformes optiques intégrées sur fibre sont exploitables dans un large éventail d'applications incluant les capteurs, le piégeage et la manipulation optique et le traitement de l'information.

Title: Bloch surface wave fiber sensors

Keywords: Nano-optics, Bloch surface waves, Multicore optical fiber, Lab-on-fibers

Abstract:

The in-situ detection and analysis of small physical, chemical, or biological quantities in hard-to-reach environments is significantly affecting numerous scientific, medical, and industrial fields. Despite being a leading miniaturized solution for this challenge, the "Lab-on-tip" concepts, usually confined at the fiber core, face limitations in detection resolution. My thesis aims to explore a new generation of "Lab-on-tip" systems, based on a core-to-core optical interconnection at the fiber tip, either between various cores of an individual multicore fiber or between two standard single-core fibers. This innovative approach leverages nano-optical platforms based on Bloch surface waves. Bloch surface waves are evanescent electromagnetic modes that propagate over millimeter distances on the top surface of a one-dimensional photonic crystal. These waves ensure core-to-core optical interconnection and the probing of their environment. The fiber modes and the Bloch surface waves are

coupled by milling subwavelength diffraction gratings above each core, on top of the photonic crystal. We have developed three nano-optical platforms: two at the end of four-core fibers and another on the end-face of a ferrule combining two standard single-mode fibers. Our experiments demonstrated core-to-core coupling that can be controlled by the polarization of the incident light, enabling agile detection and demultiplexing functions. These platforms have been tested as refractometers for detecting volatile organic compounds, highlighting their potential as sensors. Our fiber-integrated architectures allows light excitation and detection signals to travel through different channels within optical fibers, simplifying the detection process and optimizing signal-to-noise ratio. These fiber-integrated nano-optical platforms hold promise for a wide array of applications, including sensing, optical trapping and manipulation, and information processing.