

Titre: Dispositifs à bande photonique interdite pour des applications de textiles photoniques et capteurs plasmoniques
Title: [textiles photoniques et capteurs plasmoniques](#)

Auteur: Bertrand Gauvreau
Author: [Bertrand Gauvreau](#)

Date: 2008

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Gauvreau, B. (2008). Dispositifs à bande photonique interdite pour des applications de textiles photoniques et capteurs plasmoniques [Master's thesis, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie.
Citation: <https://publications.polymtl.ca/8216/>

Document en libre accès dans PolyPublie Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/8216/>
PolyPublie URL: <https://publications.polymtl.ca/8216/>

Directeurs de recherche: Maksim A. Skorobogatiy
Advisors: [Maksim A. Skorobogatiy](#)

Programme: Unspecified
Program: [Unspecified](#)

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

DISPOSITIFS À BANDE PHOTONIQUE INTERDITE POUR DES APPLICATIONS
DE TEXTILES PHOTONIQUES ET CAPTEURS PLASMONIQUES

BERTRAND GAUVREAU
DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE PHYSIQUE)
DÉCEMBRE 2008



Library and
Archives Canada

Published Heritage
Branch

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Bibliothèque et
Archives Canada

Direction du
Patrimoine de l'édition

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file *Votre référence*

ISBN: 978-0-494-48918-5

Our file *Notre référence*

ISBN: 978-0-494-48918-5

NOTICE:

The author has granted a non-exclusive license allowing Library and Archives Canada to reproduce, publish, archive, preserve, conserve, communicate to the public by telecommunication or on the Internet, loan, distribute and sell theses worldwide, for commercial or non-commercial purposes, in microform, paper, electronic and/or any other formats.

The author retains copyright ownership and moral rights in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms may have been removed from this thesis.

While these forms may be included in the document page count, their removal does not represent any loss of content from the thesis.

AVIS:

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque et Archives Canada de reproduire, publier, archiver, sauvegarder, conserver, transmettre au public par télécommunication ou par l'Internet, prêter, distribuer et vendre des thèses partout dans le monde, à des fins commerciales ou autres, sur support microforme, papier, électronique et/ou autres formats.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protège cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

Conformément à la loi canadienne sur la protection de la vie privée, quelques formulaires secondaires ont été enlevés de cette thèse.

Bien que ces formulaires aient inclus dans la pagination, il n'y aura aucun contenu manquant.



Canada

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé:

DISPOSITIFS À BANDE PHOTONIQUE INTERDITE POUR DES APPLICATIONS
DE TEXTILES PHOTONIQUES ET CAPTEURS PLASMONIQUES

présenté par: GAUVREAU Bertrand
en vue de l'obtention du diplôme de: Maîtrise ès sciences appliquées
a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de:

M. MARTINU Ludvik, Ph.D., président

M. SKOROBOGATIY Maksim A., Ph.D., membre et directeur de recherche

M. AZAÑA José, Ph.D., membre

“Strive not to be a success, but rather to be of value.”

- Albert Einstein

REMERCIEMENTS

Je souhaite premièrement adresser mes remerciements au membres du jury chargés d'évaluer ce mémoire, les professeurs Ludvik Martinu, José Azaña ainsi que mon directeur de travaux, Maksim Skorobogatiy. Je tiens à souligner l'engagement sans faille du professeur Skorobogatiy envers son unité de recherche, sa rigueur scientifique exemplaire ainsi que son souci pour l'excellence. L'avoir eu comme mentor fut un immense privilège.

Je souhaite également remercier mes collaborateurs, le *Laboratoire des Revêtements Fonctionnels et Ingénierie des Surfaces* du professeur Ludvik Martinu, Andrei Kaba-shin, les professeurs Charles Dubois et Abdellah Ajji du département de génie chimique ainsi que leurs collègues de même que Kathy Schicker et Rachel Wingfield du *Central Saint Martins College of Arts and Design*.

Je salue mes collègues de travail passés et actuels, Alireza Hassani, Ning Guo, Elio Pone, Alexandre Dupuis et Bora Ung. J'exprime également ma gratitude à l'égard de Francis Boismenu, technicien du groupe avec qui j'ai eu la chance et le plaisir de travailler. Francis, merci beaucoup. Merci aussi à Lyne Dénommé pour son constant support.

Aux professeurs, au personnel technique et de bureau ainsi qu'aux étudiants de génie physique, merci de faire de notre département un milieu de vie riche et agréable. J'aurai longtemps en mémoire ces années passées en votre compagnie.

Pour leur support financier, je tiens à remercier le Conseil de recherche en sciences naturelles et génie du Canada, la Fondation de Polytechnique et son donateur Jean-Charles Lemieux de même que le bureau d'aide financière affilié au Service aux étudiants de Polytechnique.

Sur une touche plus personnelle, je salue très chaleureusement ma famille et mes amis. J'ai le bonheur de vous avoir à mes côtés et vous m'êtes tous très chers. Merci pour tout.

RÉSUMÉ

Ce mémoire présente les principales réalisations accomplies dans le cadre de nos activités de maîtrise. Cette soumission par articles inclut deux des publications générées par nos travaux portant sur des sujets variés. Malgré l'apparente disparité des projets abordés dans ce document, ils reposent tous deux sur des technologies similaires. L'idée de base est de démontrer de nouveaux champs d'application des guides d'onde à bande photonique interdite.

En premier lieu, la mise en oeuvre de fibres de Bragg faites de polymères a été orientée vers l'industrie des textiles photoniques, pièces d'étoffe intégrant des fonctionnalités optiques. L'originalité de notre proposition repose sur la signature visuelle attrayante de nos fibres de Bragg. En effet, celles-ci peuvent adopter une apparence évolutive contrôlée par leur illumination passive et active en plus de donner accès à un large spectre de couleurs par leur seule microstructure. Parmi nos réalisations expérimentales figurent notamment la synthèse additive de couleurs basées sur deux différentes approches, l'intégration de fibres à une matrice de soie et la mesure optique d'une déformation mécanique. Des manipulations en espace contrôlé ont su mener à bien ces démonstrations qui ont confirmé le riche potentiel de nos fibres de Bragg pour des applications de textiles photoniques.

La seconde étude effectuée portait sur l'amélioration des performances de détection de capteurs plasmoniques réfractomètres au moyen de guides à cristaux photoniques variés. Lorsque appliqués à cette science, les guides conventionnels ne constituent pas une alternative convaincante aux systèmes en champ libre existants. Notre proposition vise à exploiter la grande flexibilité de conception des guides à bande photonique interdite de manière à opérer différemment la condition d'accord de phase à la base du fonctionnement de ce type de capteurs. La bonne performance de notre proposition a été vérifiée au moyen d'outils de simulation, mais davantage de travaux expérimentaux restent à faire pour confirmer la validité de nos modèles théoriques. Les résultats préliminaires sont toutefois encourageants.

ABSTRACT

This document presents the main achievements of our Master's activities. The submission by papers include two of the numerous publications on various subjects originated by our work. Despite the apparent mismatch of the presented topics, both projects rely on similar technologies. The common goal is to demonstrate new fields of application for photonic bandgap based waveguides.

At first, implementation of Bragg fibers made of polymer was oriented towards photonic textiles industry ; pieces of fabric with integrated optical functionalities. Our original proposition features the visually appealing signature of our Bragg fibers. In fact, they can take evolutive appearance by proper control over active and passive illumination, revealing the broad spectral possibilities offered by their microstructure. Among our experimental realizations figure additive synthesis of colors based on two different approaches, successful integration of fibers to a silk matrix and optical measurement of deformation, namely. Manipulations performed in a tightly controlled laboratory environment confirmed the rich potential of our Bragg fibers in photonic textiles related applications.

Our second study concerned improvement of detecting capabilities of plasmonic sensors by means of various photonic crystal waveguides. When applied to plasmonic based refractometry applications, conventional waveguides do not offer convincing alternative to existing free space systems. Our proposition consists on achieving the delicate phase matching condition required for sensing principle operation by exploiting the flexible design of photonic bandgap waveguides. Competitive performance of our proposition was verified with the use of simulation tools, but experimental confirmation of our models validity still remains to be done. Preliminary results are nevertheless encouraging.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE	iv
REMERCIEMENTS	v
RÉSUMÉ	vi
ABSTRACT	vii
TABLE DES MATIÈRES	viii
LISTE DES FIGURES	xii
LISTE DES NOTATIONS ET DES SYMBOLES	xiv
INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 INTRODUCTION AUX GUIDES D'ONDE À BANDE PHOTONIQUE INTERDITE	7
1.1 Cristaux photoniques et bandes photoniques interdites	7
1.2 Confinement et guidage par bande photonique interdite	10
1.3 Diagramme de phase et propriétés modales	11
1.4 Démarche générale de conception	13
1.5 Particularités intéressantes	15
CHAPITRE 2 FIBRES DE BRAGG DE POLYMIÈRE ET INTÉGRATION EN TEXTILES PHOTONIQUES	18
2.1 Motif de la recherche	18
2.1.1 État de la technologie	18
2.1.2 Limites de la technologie existante	19

2.1.3	Approche proposée	20
2.2	Aspects novateurs de l'approche proposée	21
2.2.1	La fibre de Bragg de polymère	21
2.2.2	Propriétés optiques des fibres de Bragg	23
2.2.3	Application aux textiles photoniques	27
2.3	Manipulations effectuées	28
2.3.1	Étude des spécimens de fibre	28
2.3.2	Mise en oeuvre des échantillons	29
2.4	Résultats expérimentaux	31
2.4.1	Mélange de couleurs	31
2.4.2	Synthèse de couleurs	34
2.4.3	Prototypes de textiles	35
2.4.4	Exemple d'application : mesure optique de déformation	39
2.5	Impacts appréhendés de notre proposition	40

CHAPITRE 3	ARTICLE 1 : COLOR-CHANGING AND COLOR-TUNABLE PHOTONIC BANDGAP FIBER TEXTILES	41
3.1	Abstract	42
3.2	Introduction	42
3.3	Extraction of light from the optical fibers	47
3.4	Understanding the colors of PBG fibers	52
3.5	Color-changing textiles under the variable ambient illumination	55
3.6	Color-on-demand textiles using RGB yarns	57
3.7	Experimental realization of the PBG fiber-based textiles	59
3.7.1	Prototype I	59
3.7.2	Prototype II	61
3.8	Optical response of plastic PBG fibers to mechanical stretching	63
3.9	Conclusions	64

3.10 Author contributions	65
CHAPITRE 4 CAPTEURS PLASMONIQUES BASÉS SUR DES GUIDES D'ONDES PLAN À BANDE PHOTONIQUE INTERDITE	
4.1 Motif de la recherche	68
4.1.1 État de la technologie	68
4.1.2 Limites de la technologie existante	72
4.1.3 Approche proposée	75
4.2 Conception d'un premier prototype	77
4.2.1 Démarche de conception	77
4.2.2 Analyse des performances	81
4.3 Validation expérimentale	85
4.3.1 Fabrication	85
4.3.2 Vérification de la conformité	86
4.3.3 Démarche de caractérisation	87
4.3.4 Montage expérimental	89
4.3.5 Résultats expérimentaux	91
4.4 Conception d'un second prototype	93
4.4.1 Nouveaux objectifs de conception	93
4.4.2 Paramètres choisis	94
4.5 Résultats expérimentaux préliminaires et suite des travaux	97
4.6 Impacts appréhendés de notre proposition	102
CHAPITRE 5 ARTICLE 2 : PHOTONIC BANDGAP FIBER-BASED SURFACE PLASMON RESONANCE SENSORS	
	104
5.1 Abstract	105
5.2 Introduction	105
5.3 SPR sensors using photonic crystal Bragg fibers	111
5.3.1 Large solid core Bragg fiber-based sensor	111

5.3.2	Small solid core Bragg fiber-based sensor	116
5.3.3	Analyte-filled hollow-core Bragg fiber-based sensor	118
5.4	SPR sensors using microstructured photonic crystal fibers	121
5.5	Conclusion	125
5.6	Acknowledgements	126
CHAPITRE 6 DISCUSSION		127
CONCLUSION		131
RÉFÉRENCES		135

LISTE DES FIGURES

FIG. 1.1	Représentation schématique d'un cristal photonique 1D	8
FIG. 1.2	Diagramme de bandes d'un cristal photonique	9
FIG. 1.3	Représentation schématique d'un guide à cristal photonique . .	11
FIG. 1.4	Exemple général de relation de dispersion	12
FIG. 2.1	Exemple de préforme et de fibre de Bragg	22
FIG. 2.2	Représentation schématique d'une fibre de Bragg	24
FIG. 2.3	Fibres de Bragg de tailles différentes éclairées de lumière blanche	25
FIG. 2.4	Couleur passive de fibres de Bragg de tailles différentes . . .	26
FIG. 2.5	Équipement utilisé pour la prise de photos	29
FIG. 2.6	Apparence extérieure des échantillons destinés à l'expérience de mélange de couleurs	32
FIG. 2.7	Expérience de mélange de couleurs	33
FIG. 2.8	Expérience de synthèse de couleurs	34
FIG. 2.9	Premier prototype de textile photonique sur soie blanche . . .	36
FIG. 2.10	Second prototype de textile photonique sur soie noire	37
FIG. 3.1	Light extraction from optical fibers	48
FIG. 3.2	Colorful PBG Bragg fibers	51
FIG. 3.3	Bragg fiber preform, resultant fiber and band diagram	54
FIG. 3.4	Color changing fiber schematics and experimental demonstrations	56
FIG. 3.5	RGB yarn and color mixing schematics	58
FIG. 3.6	PBG Bragg fiber-based textile with a white silk matrix	59
FIG. 3.7	Light injection into a PBG fiber-based textile	60
FIG. 3.8	PBG Bragg fiber-based textile with a black silk matrix	66
FIG. 3.9	PBG fiber textile and light coupling setup	67
FIG. 3.10	Stretching of plastic Bragg fibers	67

FIG. 4.1	Excitation d'une onde plasmonique de surface dans la configuration Kretschmann	70
FIG. 4.2	Excitation d'une onde plasmonique de surface par couplage avec un guide d'onde	71
FIG. 4.3	Condition d'accord de phase réalisée à l'aide d'un guide à réflexion totale interne	73
FIG. 4.4	Relation de dispersion du premier design de capteur plasmonique	79
FIG. 4.5	Mode de coeur du premier design de capteur plasmonique planaire	80
FIG. 4.6	Mode couplé du premier design de capteur plasmonique planaire	82
FIG. 4.7	Atténuation linéique du mode couplé du premier design de capteur plasmonique planaire	83
FIG. 4.8	Sensibilité de détection du premier design de capteur plasmonique	84
FIG. 4.9	Vérification optique de la conformité du prototype	87
FIG. 4.10	Schéma du montage de caractérisation optique	90
FIG. 4.11	Section transverse du premier prototype	92
FIG. 4.12	Mode couplé du second design de capteur plasmonique planaire	95
FIG. 4.13	Sensibilité de détection du second design de capteur plasmonique	96
FIG. 4.14	Module d'injection de lumière	98
FIG. 4.15	Module de découplage de lumière	100
FIG. 5.1	Schematics of various photonic crystal waveguide-based SPR sensor implementations	107
FIG. 5.2	Large solid core photonic crystal Bragg fiber-based SPR sensor	112
FIG. 5.3	Small solid core photonic crystal Bragg fiber-based SPR sensor	117
FIG. 5.4	Analyte-filled large hollow core photonic crystal Bragg fiber-based SPR sensor	120
FIG. 5.5	Solid core honeycomb photonic crystal fiber-based SPR sensor .	122
FIG. 5.6	Sensitivity of the honeycomb photonic crystal fiber-based SPR sensor	124

LISTE DES NOTATIONS ET DES SYMBOLES

NOTATIONS

λ :	longueur d'onde dans le vide
ω :	pulsation
k :	nombre d'onde
β :	paramètre modal
n_{eff} :	indice effectif modal
d_i :	épaisseur d'une couche de réflecteur i
n_i :	indice de réfraction d'une couche de réflecteur i
ϵ_i :	permittivité d'une couche de diélectrique i
S_z :	vecteur de Poynting
N :	nombre de couches de réflecteur
α :	pertes linéiques en transmission d'un mode guidé
P_0 :	puissance injectée en $z = 0$
L :	longueur du dispositif
S :	sensibilité
T :	transmittance
Λ :	espacement des motifs d'une fibre microstructurée
d :	diamètre des trous d'une fibre microstructurée

INDICES

l, h :	couches d'indice faible (l) et élevé (h)
c :	selon le contexte, centrale (λ) ou cœur (n, d)
a :	relatif à la substance analysée
$H2O$:	relatif à l'échantillon aqueux
$gold$:	relatif à la couche d'or
Au :	relatif à la couche d'or

<i>Si</i> :	relatif au substrat de silicium
∞ :	relatif au modèle de Drude, limite à pulsation infinie
<i>p</i> :	relatif au modèle de Drude, résonance plasma
<i>t</i> :	relatif au modèle de Drude, paramètre <i>t</i>
<i>A</i> :	relatif à la sensibilité, amplitude
<i>M</i> :	relatif à la sensibilité, valeur maximale
λ :	relatif à la sensibilité, spectrale
<i>peak</i> :	relatif aux pertes, limite supérieure

INTRODUCTION

Il y a déjà plus d'une décennie, les premiers exemples de guides d'onde microstructurés faisaient leur apparition. Ceux-ci allaient amorcer une petite révolution dans la science de l'optique guidée en revigorant certains domaines technologiques tout en donnant naissance à certains autres. Les applications de pointe déjà démontrées sont nombreuses, qu'elles touchent l'optique non-linéaire, le guidage et l'amplification laser de puissance, l'ingénierie de la dispersion ou bien l'optique intégrée sur substrat. De nos jours, de tels systèmes sont bien répandus malgré que les coûts élevés liés à leur conception et leur fabrication constituent toujours un défi de taille à relever.

Au sein de cette communauté de chercheurs, notre unité dispose de la compétence théorique et des outils nécessaires pour modéliser et fabriquer certains types de dispositifs optiques microstructurés. Compte tenu des ressources disponibles, il suffit donc de canaliser nos travaux vers la démonstration de faisabilité d'applications ciblées. L'objectif général est de démontrer de quelle manière les guides à bande photonique interdite sont susceptibles d'améliorer les performances de systèmes existants en plus d'ouvrir de nouveaux horizons. Ce travail exploratoire se doit de faire le pont entre les notions et modèles théoriques et le travail en laboratoire conduisant aux premiers résultats expérimentaux publiés par notre groupe.

Dans cette optique, deux avenues sont principalement explorées. Notre groupe a depuis plusieurs mois l'exclusivité de fibres de Bragg faites de polymères, une forme de guide à bande photonique interdite. Étant donnée l'apparence visuelle unique de ces fibres, le champ d'application des textiles photoniques est premièrement examiné. Mentionnons brièvement que les textiles photoniques tirent leur nom des fonctionnalités de collection ou d'émission de lumière, ou encore des systèmes de mesure optiques qu'ils intègrent. Or, ce domaine est depuis longtemps limité par l'emploi de fibres optiques classiques

opérant par réflexion totale interne. Les objectifs précis de notre exercice sont donc de démontrer les capacités qu'ont ces fibres à adopter une apparence colorée évolutive, à s'unir entre elles pour la synthèse additive de couleurs, à offrir des capacités de détection et à être intégrées au sein de matrices textiles conventionnelles. Pour ce faire, des manipulations expérimentales sous illumination contrôlée mettant en scène un large éventail d'échantillons de fibres sont effectuées.

Un second domaine d'application principal est ensuite investigué. Cette fois, l'idée est de mettre à profit la très grande flexibilité de conception de la relation de dispersion de guides à cristaux photoniques afin de réaliser un accord de phase modal difficile d'accès. La miniaturisation des capteurs plasmoniques réfractomètres sous forme de guides d'onde se butte depuis longtemps à des défis technologiques importants ne pouvant être relevés par des guides conventionnels. Dans cet ordre d'idées, nos travaux visent la modélisation et la démonstration expérimentale d'une nouvelle alternative basée sur des guides d'onde à bande photonique interdite de différentes nature. L'objectif est de démontrer la faisabilité de fabriquer des capteurs à haute sensibilité et avec un fort degré d'intégration pour la mesure d'échantillons liquides de faible indice de réfraction, et ce, à une longueur d'onde d'opération arbitraire. Des outils de modélisation sont d'abord mis à profit de sorte à obtenir un design fonctionnel. La fabrication d'un prototype, sa caractérisation en laboratoire et l'évaluation de ses performances s'ensuivent.

Ce mémoire par articles est structuré de la manière suivante. Premièrement, une courte introduction à la théorie des guides à bande photonique interdite est présentée. Celle-ci ne traite que des aspects essentiels à la bonne compréhension des chapitres subséquents de l'ouvrage. Deux articles scientifiques publiés dans la revue *Optics Express* sont ensuite présentés, chacun précédé d'une section complémentaire traitant des principes, hypothèses et méthodes propres à chacun des deux projets.

Les travaux de recherche effectués dans le cadre de ce parcours universitaire ont fait l’objet de nombreuses publications.

Articles de revues scientifiques

Gauvreau, B., Guo, N., Schicker, K., Stoeffler, K., Boismenu, F., Aiji, A., Wingfield, R., Dubois, C., and Skorobogatiy, M. (2008). Color-changing and color-tunable photonic bandgap fiber textiles. *Opt. Express*, **16**(20), 15677 – 15693.

Gauvreau, B., Schicker, K., Guo, N., Dubois, C., Wingfield, R., and Skorobogatiy, M. (2008). Color-on-demand photonic textiles. *The Textile Journal*, **125**, 70 – 81.

(invité) Hassani, A., **Gauvreau, B.**, Fehri, M. F., Kabashin, A., and Skorobogatiy, M. A. (2008). Photonic crystal fiber and waveguide-based surface plasmon resonance sensors for applications in the visible and near-ir. *Electromagnetics, Special Issue in Surface Waves and Complex Mediums*, **28**, 198 – 213.

Dupuis, A., Guo, N., Gao, Y., Skorobogata, O., **Gauvreau, B.**, Dubois, C., and Skorobogatiy, M. (2008) Fabrication strategies and potential applications of the “green” microstructured optical fibers. *Journal of Biomedical Optics*, **13**(4), 54003.

Gauvreau, B., Hassani, A., Fehri, M. F., Kabashin, A., and Skorobogatiy, M. A. (2007). Photonic bandgap fiber-based surface plasmon resonance sensors. *Opt. Express*, **15**(18), 11413 – 11426.

Dupuis, A., Guo, N., **Gauvreau, B.**, Hassani, A., Pone, E., Boismenu, F., and Skorobogatiy, M. (2007). Guiding in the visible with “colorful” solid-core bragg fibers. *Opt. Lett.*, **32**(19), 2882 – 2884.

Gao, Y., Guo, N., Gauvreau, B., Rajabian, M., Skorobogata, O., Pone, E., Zabeida, O., Martinu, L., Dubois, C., and Skorobogatiy, M. (2006). Consecutive solvent evaporation and co-rolling techniques for polymer multilayer hollow fiber preform fabrication. *J. Mat. Res.*, **21**, 2246 – 2254.

Actes de conférences

(invité) **Gauvreau, B.**, Schicker, K., Guo, N., Dubois, C., Wingfield, R., and Skorobogatiy, M. (2008). Color-on-demand photonic textiles. *ExpoHightex*, Montréal, Canada.

Dupuis, A., Guo, N., Gao, Y., Skorobogata, O., **Gauvreau, B.**, Dubois, C., and Skorobogatiy, M. (2008). Fabrication strategies and potential applications of the “green” microstructured optical fibers. *European Optical Society Annual Meeting (EOSAM)*, TOM 1.

(orateur) **Gauvreau, B.**, Khadri, D., Guo, N., and Skorobogatiy, M. (2008). Suspended core high numerical aperture multimode polymer fiber. *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies*, CThV7.

(orateur) Dupuis, A., Guo, N., Gao, Y., **Gauvreau, B.**, Dubois, C., and Skorobogatiy, M. (2008). Prospects for “green” microstructured optical fibers. *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies*, CTuMM5.

(orateur) Dupuis, A., Guo, N., **Gauvreau, B.**, Hassani, A., Pone, E., Boismenu, F., and Skorobogatiy, M. (2008). “Colorful” solid-core bragg fibers guiding in the visible. *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies*, CTuMM2.

Hassani, A., **Gauvreau, B.**, and Skorobogatiy, M. (2008). Novel photonic crystal fiber sensors using splitting of a degenerate plasmonic doublet. *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies*, CMJ1.

Dupuis, A., Guo, N., **Gauvreau, B.**, Hassani, A., Pone, E., Boismenu, F., and Skorobogatiy, M. (2008). All-fiber spectral filtering with solid core photonic band gap bragg fibers. *Optical Fiber Communication Conference and Exposition and The National Fiber Optic Engineers Conference*, OThM3.

Hassani, A., **Gauvreau, B.**, Fassi Fehri, M., Kabashin, A., and Skorobogatiy, M. (2007). Photonic bandgap fiber-based Surface Plasmon Resonance sensors. *In Workshop on Nanophotonics and Plasmonics*, Sao Paolo, Brésil.

(invité) **Gauvreau, B.**, Dupuis, A., Guo, N., Hassani, A., Pone, E., Boismenu, F., and Skorobogatiy, M. (2007). Plastic Photonic Crystal Fibers for Applications in Colorful Textiles. *Global Plastic Electronics Conference*, Allemagne.

Gao, Y., Guo, N., **Gauvreau, B.**, Rajabian, M., Skorobogata, O., Pone, E., Zabeida, O., Martinu, L., Dubois, C., and Skorobogatiy, M. (2006). Consecutive solvent evaporation and co-rolling techniques for polymer multilayer hollow fiber preform fabrication. *International Polymer Optical Fiber Conference (POF)*, H1-2, Séoul, Corée.

Guo, N., Gao, Y., **Gauvreau, B.**, Skorobogata, O., Rajabian, M., Dubois, C., Zabeida, O., Martinu, L., and Skorobogatiy, M. (2005). Biocompatible polymers for photonic crystal film formation. *SPIE Photonics North*, Toronto, Canada.

Articles de nouvelles

(2008) Photonic-Bandgap Fibre : Colour-tunable textiles. News & Views, *Nature Photonics*, **2**, 650.

(2008) Photonic fabric. Back scatter, *Physics Today*, **Oct.**, 108.

Divulgations d'inventions

Gauvreau, B., Guo, N., and Skorobogatiy, M. (2008). Color-changing and color-tunable photonic crystal fiber textiles. DIV 301.

Gao, Y., Guo, N., **Gauvreau, B.**, Rajabian, M., Skorobogata, O., Pone, E., Zabeida, O., Martinu, L., Dubois, C., and Skorobogatiy, M. (2005). Consecutive Film Deposition by Solvent Evaporation to Fabricate Fully Polymeric Multilayer Hollow Core Fiber Pre-forms. DIV 156.

Expositions

(invité) **Gauvreau, B.**, Schicker, K., Guo, N., Dubois, C., Wingfield, R., and Skorobogatiy, M. (2008). Colour-on-demand photonic textiles using plastic photonic bandgap fibres. *Futurotextiel*, Kortrijk, Belgique.

CHAPITRE 1

INTRODUCTION AUX GUIDES D'ONDE À BANDE PHOTONIQUE INTERDITE

Ce chapitre présente les notions théoriques de base nécessaires à la compréhension du fonctionnement des dispositifs développés dans le cadre de cette maîtrise. En premier lieu, une introduction au concept de bande photonique interdite d'un cristal photonique est présentée. Ensuite, nous montrons comment de telles structures peuvent être utilisées pour confiner et guider la lumière. La relation de dispersion et les propriétés modales de guides d'ondes basés sur des cristaux photoniques sont ensuite introduites. Le chapitre se termine par une présentation de quelques propriétés intéressantes des guides d'ondes à cristaux photoniques en lien avec les deux champs d'application présentés dans ce mémoire.

1.1 Cristaux photoniques et bandes photoniques interdites

Un cristal photonique consiste en une répétition périodique dans l'espace d'un arrangement de diélectriques aux indices de réfraction différents. Bien que purement théorique, l'exemple le plus simple serait un empilement unidimensionnel infini de couches de deux différents matériaux disposés en alternance. Dans un tel cas, le plan parallèle aux interfaces est totalement symétrique puisqu'il n'affiche aucune modulation d'indice. Bien d'autres types de cristaux photoniques sont actuellement utilisés et présentent des symétries généralement plus complexes en deux et même trois dimensions. L'objet de ce mémoire ne concerne que les cristaux 1D (planaire) et quasi-1D (radial) et nous n'approfondirons donc pas outre mesure.

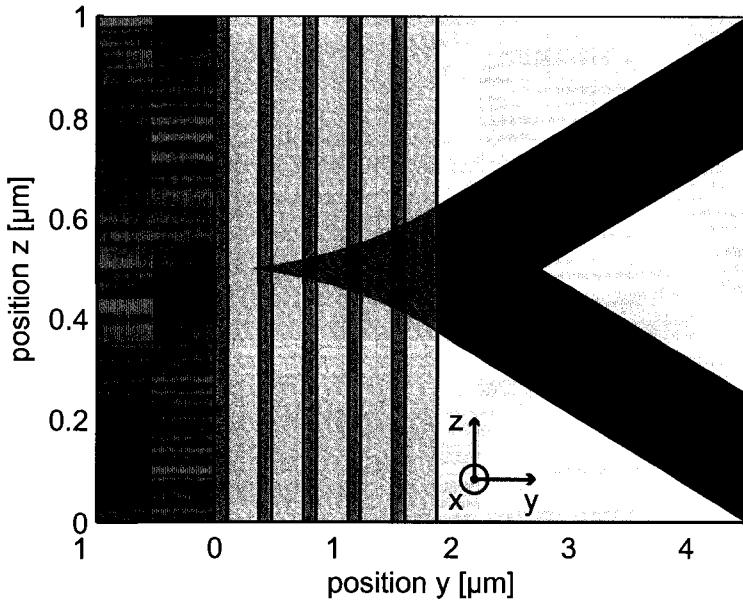


FIG. 1.1 Représentation schématique d'un cristal photonique 1D. Le système multi-couches est bordé par un milieu continu de chaque côté. Tel qu'illusté, l'empilement se comporte comme un réflecteur si l'angle d'incidence et la longueur d'onde d'un faisceau correspond à une bande photonique interdite du réseau.

Considérons le cas réaliste d'une structure périodique planaire comportant un nombre fini de couches diélectriques alternées sur laquelle une onde plane est incidente (voir figure 1.1). À l'extérieur du système, où le milieu est continu, il n'existe aucune restriction imposée sur l'existence d'une onde plane d'incidence et de pulsation arbitraires. On assiste donc à un continuum d'états (β, ω) où β est la projection sur z du nombre d'onde et ω est la pulsation. À l'intérieur du cristal photonique, dans un cas général, un continuum d'états est aussi observé. Par contre, certains couples (β, ω) n'ont pas de solution propagative dans l'empilement, témoignant ainsi de la présence d'une bande photonique interdite. De tels états proscrits dans la structure n'ont d'autre choix que d'être réfléchis vers leur origine, ce qui confère au cristal photonique le comportement d'un miroir. Il est à noter que la profondeur de pénétration du rayonnement à l'intérieur de la structure périodique varie inversement avec le nombre de couches et le contraste d'indice entre

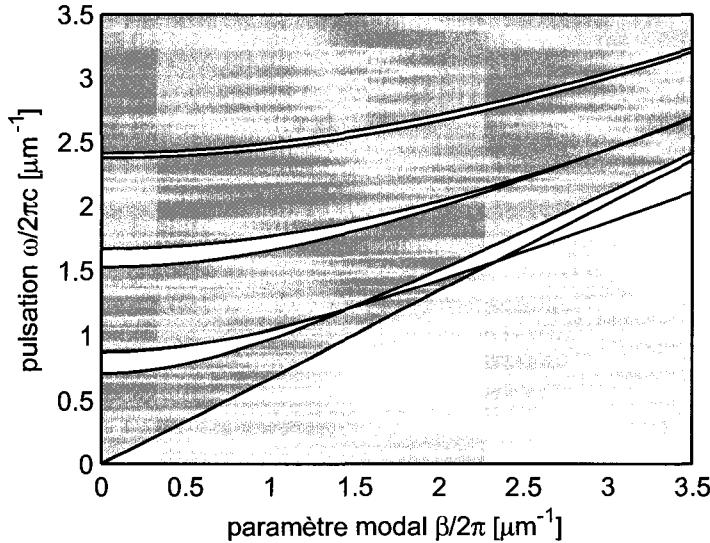


FIG. 1.2 Diagramme de bandes d'un cristal photonique 1D dont seules les trois premières bandes complètes sont illustrées. Aucune solution propagative occupant ces coordonnées de phase ne peut prendre place dans le réflecteur.

les matériaux choisis. La réflectivité d'un cristal photonique peut ainsi être ajustée au besoin.

L'annulation cohérente des multiples ondes réfléchies aux interfaces entre les deux matériaux est le fondement phénoménologique de la notion de bande photonique interdite. Il fait en sorte que certains états ne puissent se propager dans la structure. Ainsi, les réflexions successives sur les interfaces du réseau peuvent être en addition constructive au moyen d'un choix approprié d'épaisseurs des couches d_l et d_h . Si on s'intéresse au cas où la phase accumulée dans chaque matériau de l'empilement est égale, on a $d_l n_l = d_h n_h$. Cela correspond à la condition quart d'onde selon laquelle un empilement satisfait la relation 1.1 où λ est la longueur d'onde dans le vide sur laquelle la bande photonique interdite est centrée.

$$d_l n_l = d_h n_h = \frac{\lambda}{4} \quad (1.1)$$

Les cristaux photoniques peuvent ainsi être conçus pour opérer à une longueur d'onde arbitraire par une simple mise à l'échelle de l'épaisseur des empilements. Étant donné que les lois de Maxwell n'imposent aucune restriction sur la taille des motifs et la longueur d'onde d'opération, la principale contrainte pratique liée à la fabrication de cristaux photoniques repose sur la disponibilité des matériaux et des procédés.

1.2 Confinement et guidage par bande photonique interdite

La capacité qu'ont les structures périodiques à réfléchir la lumière suggère leur emploi à titre de guides d'onde. En effet, il est possible de confiner le rayonnement à l'intérieur d'un canal par la conception adéquate des bandes photoniques interdites du milieu qui l'entoure. Contrairement aux guides d'onde classiques opérant par réflexion totale interne de la lumière au sein d'un cœur d'indice élevé par rapport à la gaine, les guides à cristaux photoniques n'imposent pas que le milieu porteur soit d'indice supérieur à l'indice moyen du réflecteur. Ils opèrent plutôt à la manière de réflecteurs sélectifs en longueur d'onde et indice effectif modal n_{eff} .

La figure 1.3 illustre un exemple de guide d'onde planaire réalisé au moyen de deux segments de cristal photonique unidimensionnel. Une géométrie similaire existe aussi sous forme de fibre. Dans ce cas, le cœur du guide est entouré d'anneaux concentriques de deux matériaux différents disposés en alternance. Un tel arrangement est appelé fibre de Bragg et fera l'objet d'une description plus détaillée au chapitre 2.

L'existence d'une bande photonique interdite, et donc d'une plage (β, ω) proscrite à l'intérieur de l'empilement périodique, ne suffit pas à garantir qu'un mode guidé pourra

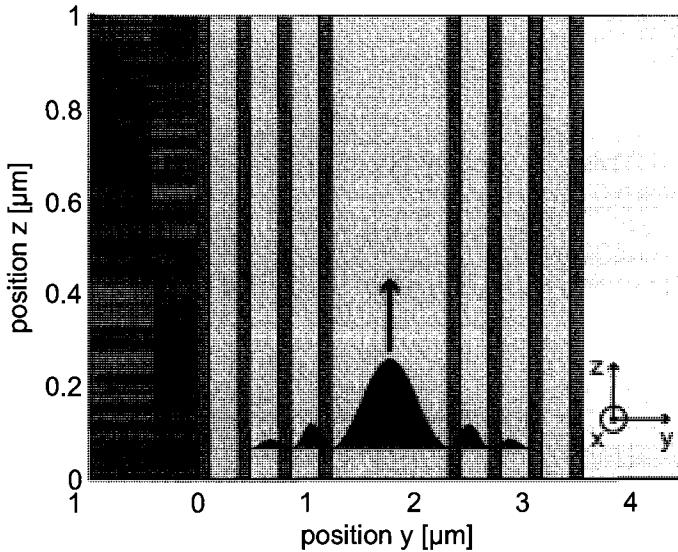


FIG. 1.3 Représentation schématique d'un guide à cristal photonique. Un défaut de périodicité localisé au centre du cristal est susceptible de supporter des modes guidés. La distribution d'énergie approximative d'un mode de coeur fondamental est représentée.

siéger dans le coeur du guide. En effet, une condition classique de guidage doit elle aussi être satisfaite. Un mode guidé doit être en phase avec lui-même à la suite des multiples réflexions qu'il subit sur les parois, sans quoi il ne peut perdurer. La dimension du coeur du guide a de cette manière un impact important sur la constante de propagation β propre au mode guidé.

1.3 Diagramme de phase et propriétés modales

Le diagramme de phase d'un guide à cristaux photonique en révèle beaucoup sur son mode d'opération. Celui-ci expose l'essentiel des propriétés de guidage du système et constitue l'outil de conception par excellence. Le diagramme de phase du guide à cristaux photonique représenté dans la figure 1.3 est présenté à la figure 1.4. Il met en relation le nombre d'onde projeté sur la direction de propagation β et la pulsation de l'onde ω .

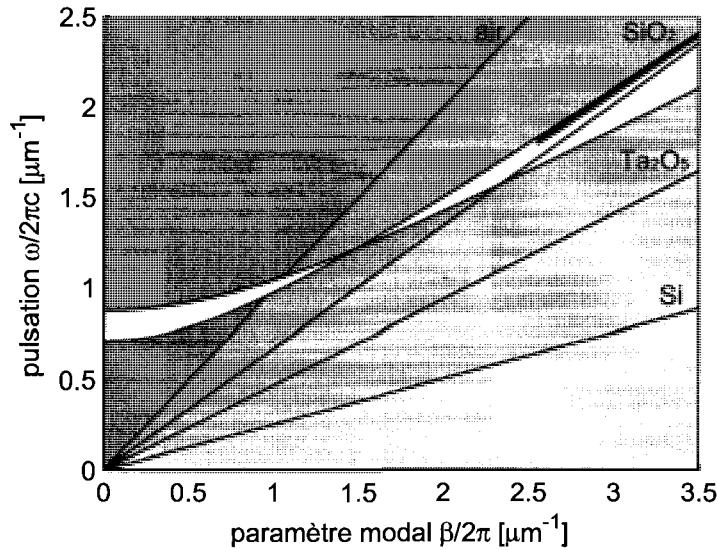


FIG. 1.4 Exemple général de relation de dispersion. Les lignes de radiation de chacun des matériaux sont représentées et délimitent des zones d'états propres à la structure. La bande photonique interdite de premier ordre et le mode de coeur fondamental qu'elle porte sont représentés en blanc et en bleu, respectivement. Le mode de coeur se trouve tout juste au-dessus de la ligne de radiation associée au matériau constituant le coeur.

Ces deux grandeurs sont liées par le concept d'indice effectif $\omega = \beta/n_{eff}$. La structure de bandes du cristal photonique ainsi que la relation de dispersion des modes supportés par le guide y sont également représentées. Une description détaillée des différents éléments qui figurent dans un diagramme de phase typique est maintenant présentée.

On remarque tout d'abord la présence de plusieurs droites croisant l'origine. À chacune de celles-ci est associé un des matériaux du système et ces coordonnées de phase correspondent à une onde plane se propageant selon z au sein de ces matériaux respectifs. Ces droites sont appelées lignes de radiation. Au-dessus de ces droites peuvent être associées des ondes obliques par rapport à z , affichant ainsi un indice effectif légèrement inférieur à celui du matériau porteur. Par contre, aucune solution propagative dans un matériau ne peut avoir de coordonnées de phase sous sa ligne de radiation respective. En somme, les

lignes de radiation délimitent donc des zones de l'espace de phase à l'intérieur desquelles certaines ondes planes peuvent exister.

Tel que mentionné précédemment, les bandes photoniques interdites correspondent aux états proscrits à l'intérieur des empilements périodiques. Ainsi, au point où les bandes rencontrent la ligne de radiation associée au coeur du guide, on serait susceptible de trouver un mode guidé. Juste au-dessus de la ligne de radiation, une onde plane légèrement oblique peut exister dans le matériau constituant le coeur du guide tandis que la bande photonique interdite empêche toute pénétration dans le réflecteur. De cette manière, on voit l'apparition de modes guidés dont la distribution de flux est majoritairement localisée dans le coeur du guide. À titre d'exemple, le mode fondamental de coeur est représenté en bleu sur la figure. Il se trouve effectivement tout juste au-dessus de la ligne de radiation de la silice, révélant de ce fait qu'il se comporte comme une onde plane de paramètre modal β légèrement inférieur à $|k|$. Plus ce mode est situé près de la ligne de radiation et plus son angle d'attaque sur le réflecteur multicouches est rasant (Skorobogatiy and Yang, 2008). En pratique, il est possible d'ajuster ce paramètre au moyen d'un choix adéquat de dimension de coeur. La section suivante en fait état.

1.4 Démarche générale de conception

Lorsque approchée de façon méthodique, la conception de la géométrie d'un guide est relativement aisée. Malgré le nombre important de paramètres à déterminer, des arguments simples permettent de converger rapidement vers un design fonctionnel.

Normalement, la longueur d'onde d'opération λ est déterminée par l'application souhaitée. Elle constitue donc le point de départ de la conception du guide. Le choix de matériaux réalistes détermine ensuite l'indice des différentes couches composant le guide. Si un prototype est destiné à être fabriqué, les matériaux utilisés doivent être de trans-

parence adéquate et de nature semblable. Par exemple, deux verres peuvent très bien être déposés en alternance sur un substrat de silicium, tandis que deux polymères peuvent être unis en une préforme qui sera par la suite étirée en fibre. Le choix de matériaux est donc habituellement déterminé par des facteurs extérieurs et constitue la seconde étape de conception. La seule grandeur qu'il reste à déterminer afin de calculer l'épaisseur des couches $d_{l,h}$ est la valeur d'indice effectif approximative du mode qu'on cherche à confiner dans le cœur du guide. Tel que mentionné précédemment, un mode de cœur doit se trouver juste au-dessus de la ligne de radiation associée au matériau du cœur. Une estimation grossière de la position de ce mode permet de bien centrer la bande photonique interdite sur celui-ci et de maximiser les performances de guidage du système. Au moyen de ces paramètres, il suffit d'utiliser l'équation 1.2 pour dégager l'épaisseur des couches composant le réflecteur.

$$d_{l,h} = \frac{\lambda}{4\sqrt{n_{l,h}^2 - n_{eff}^2}}, \quad (1.2)$$

L'épaisseur et l'indice des couches constituant le réflecteur déterminent la position et la largeur des bandes photoniques interdites dans le diagramme de phase du guide. Il est ensuite temps de choisir convenablement la dimension du cœur afin qu'un mode puisse y prendre place. Rappelons que la présence d'une bande photonique interdite ne garantit pas l'existence d'un mode de cœur. En pratique cependant, on arrive toujours à trouver ce mode pour autant que l'on multiplie par deux ou plus l'épaisseur d'une couche de réflecteur à titre de défaut de périodicité. La taille du cœur a de nombreux impacts sur les propriétés de guidage de la structure, tant sous l'aspect de $Re\{\beta\}$ (phase) que de $Im\{\beta\}$ (pertes de propagation). L'indice effectif d'un mode tend à diminuer avec une réduction de la taille du cœur, ce qui témoigne d'un angle d'attaque de plus en plus oblique. Également, un rétrécissement du cœur rend moins efficace le confinement de son mode et tend à faire augmenter les pertes de guidage.

À la toute fin du processus de conception, le niveau de pertes des modes à fuite peut être ajusté en faisant varier le nombre de périodes de réflecteur. Ce paramètre est très certainement celui qui a le moins d'influence rétroactive sur les autres et il est donc justifié de conclure la démarche avec son ajustement. Dans le cas où les performances de guidage sont inadéquates, il n'y a qu'à ajouter ou retirer quelques couches de réflecteur pour ramener le niveau de pertes à un seuil jugé acceptable. Cela peut se faire sans altérer de façon notable la relation de dispersion du mode initialement obtenu. Il est à noter que, même si le guide peut en principe supporter de nombreux modes guidés, les modes d'ordre élevé s'échappent dans le réflecteur à un taux beaucoup plus élevé que le mode fondamental. Ainsi, les guides à cristaux photoniques opèrent effectivement en régime unimodal puisque tous les modes d'ordre élevé tendent à s'estomper.

1.5 Particularités intéressantes

L'avantage principal des guides d'onde à cristaux photoniques réside dans la très grande flexibilité de conception qu'ils offrent. En complément aux guides à saut d'indice opérant par réflexion totale interne, ils donnent accès à une foule d'applications novatrices au-trefois hors de portée. Cette section offre un condensé de quelques caractéristiques intéressantes des guides à cristaux photoniques et une attention particulière est portée sur les champs d'application investigués au cours de nos travaux.

Premièrement, mentionnons que de tels guides permettent de pallier certaines limites matérielles. À titre d'exemple, citons l'article (Temelkuran et al., 2002) qui fait état d'une fibre de Bragg à cœur creux conçue pour guider efficacement le faisceau infrarouge lointain d'un laser CO_2 . La disponibilité très restreinte de matériaux transparents dans cette fenêtre de longueurs d'onde constitue un bel exemple de limites matérielles pouvant être contournées au moyen d'un design adéquat de guide à cristaux photoniques. Dans ce cas-ci, l'énergie infrarouge est confinée dans le cœur d'air du guide et n'interagit

que très peu avec les matériaux du réflecteur de Bragg. De cette manière, les pertes par atténuation et, par conséquent, l'échauffement de la fibre sont minimisés. On aurait aussi très bien pu concevoir une telle fibre afin de guider efficacement la lumière visible au sein d'un cœur liquide. La détection par fluorescence des constituants d'une solution biologique aqueuse pourrait par exemple être facilitée par l'importante superposition du flux optique avec le milieu à analyser.

Il a été mentionné que l'angle d'attaque d'un mode guidé peut être ajusté au besoin par une simple contraction de la dimension du cœur. Or, un réglage aussi aisément de la relation de dispersion est tout particulièrement intéressant lorsqu'un accord de phase entre deux modes doit être ajusté avec grande précision. Une importante partie de nos activités de recherche a été consacrée à chercher à optimiser l'excitation de modes plasmoniques de surface par une ingénierie de la relation de dispersion de guides à cristaux photoniques. Dans la science de la plasmonique, les guides microstructurés offrent de nombreux avantages par rapport aux guides conventionnels. Le chapitre 4 et, parmi bien d'autres, la publication (Gauvreau et al., 2007) traitent de cette technologie. D'autres travaux intéressants (Engeness et al., 2003) illustrent qu'il est possible d'obtenir de très hauts niveaux de dispersion chromatique en faisant interagir un mode de cœur avec un mode de défaut d'une fibre de Bragg. Encore une fois, la flexibilité de conception de la relation de phase offerte par ces types de guides s'avère d'une importance capitale.

L'emploi de fibres optiques unimodales est requis pour diverses applications. Or, pour qu'elles ne supportent qu'un seul mode, leur cœur doit être de petite dimension et leur saut d'indice, de faible amplitude. Le couplage d'entrée en devient difficilement réalisable et le guidage, sensible aux courbures. Dans cet ordre d'idées, l'emploi de guides à cristaux photoniques comporte certains avantages. Comme ceux-ci ne supportent virtuellement qu'un seul mode à faibles pertes, une ségrégation modale prend progressivement place au sein du guide. L'avantage réside dans le fait qu'augmenter la taille du cœur ne provoque pas l'apparition de modes d'ordre supérieur à faibles pertes.

Ainsi, on peut bénéficier de la commodité d'une structure à large coeur tout en l'opérant en régime unimodal. La publication (Skorobogatiy and Guo, 2007a) fait état de la bande passante avantageuse de fibres de Bragg de dimensions comparables à celles de fibres standard.

En terminant, mentionnons que les guides à bande photonique interdite ont tendance à adopter une apparence extérieure colorée par la seule présence d'une structure multicouches. Bien qu'ils soient généralement faits de matériaux incolores, ils peuvent malgré tout prendre une teinte particulière au moyen d'une conception appropriée de leur microstructure. Il a été discuté qu'un nombre fini de couches de réflecteur rend le guidage imparfait et cause une dissipation progressive d'énergie. De cette manière, le spectre de transmission supporté par le guide lui fait aussi adopter une certaine couleur lorsque éclairé de lumière blanche. L'apparence extérieure unique des guides à bande photonique interdite suggère par exemple leur emploi à titre de fibres textiles d'un tout nouveau genre tel qu'introduit dans les plus récentes publications du groupe (Gauvreau et al., 2008a; Gauvreau et al., 2008c) et développé au chapitre 2.

CHAPITRE 2

FIBRES DE BRAGG DE POLYMÈRE ET INTÉGRATION EN TEXTILES PHOTONIQUES

Ce chapitre constitue un complément d'information à l'article "*Color-changing and color-tunable photonic bandgap fiber textiles*" présenté au chapitre 3. Il résume la démarche scientifique empruntée et fournit quelques détails expérimentaux supplémentaires à ceux qui se trouvent déjà dans l'article. L'état actuel de la technologie est d'abord présenté, suivi par notre propre proposition accompagnée des méthodes et résultats expérimentaux ayant mené à sa validation. Les impacts potentiels de nos travaux sont finalement présentés.

2.1 Motif de la recherche

2.1.1 État de la technologie

Il importe tout d'abord de définir ce qu'est au juste un textile photonique. Premièrement, rappelons qu'un tissu est composé d'un ensemble de fibres longiformes enchevêtrés de façon ordonnée. Or, si les fibres à la base du textile incorporent des fonctions de collection, de guidage ou d'émission de lumière, on peut alors parler de textile photonique. Par leur forme et leurs propriétés mécaniques, les fibres optiques peuvent aisément être intégrées aux procédés de tissage conventionnels. Pour cette raison, la production d'étoffes intégrant des fonctionnalités optiques est déjà chose courante.

Les textiles photoniques sont susceptibles de remplir diverses fonctions telles que le suivi de santé d'un sujet par l'intégration de capteurs (D'Amato, 2002; Kuang and Cantwell,

2003), l'apport et la diffusion latérale de lumière (Spigulis et al., 1997; Selem et al., 2007; Lumitex, 2008), l'émission de signaux (Hatcher, 2002; Koncar, 2005) et la mise en valeur d'accessoires de mode d'apparence unique (Lumigram, 2008). Afin de s'acquitter adéquatement de ces tâches particulières, la fibre optique employée de même que son intégration à la matrice textile doivent être conçues rigoureusement. Ainsi, des fibres contenant des colorants, des composés chimiquement actifs (El-Sherif et al., 2000), des réseaux périodiques (Ghosh et al., 2005) ou des milieux de gain pour amplification laser (Shapira et al., 2006) ont prouvé leur utilité dans divers champs d'application. Qu'elles soient reliées à une source ou un détecteur optique, densément tissées ou éparses, rectilignes ou fléchies, leur mise en oeuvre demande une attention tout aussi particulière, encore une fois selon l'application souhaitée.

2.1.2 Limites de la technologie existante

Les textiles photoniques existants sont tous basés sur des fibres opérant par réflexion totale interne. Or, de tels guides sont à la base conçus pour réduire au minimum les pertes en transmission. Ainsi, la diffusion latérale d'énergie quasi inexistante qui les caractérise les rend peu appropriés pour des applications d'émission et collection de lumière distribuée sur toute la longueur de la fibre. Pour ce faire, on doit imposer une modification extrinsèque au guide, soit en lui imposant des micro-courbures ou en altérant mécaniquement sa gaine optique jusqu'au coeur. Ces deux méthodes comportent cependant des inconvénients majeurs. Appliquer des courbures aux guides rend le processus d'extraction de lumière très sensible aux flexions et torsions de la matrice textile et est donc difficilement applicable en pratique. L'altération mécanique de la gaine optique tend quant à elle à produire des sites de diffusion ponctuels donnant à la fibre une apparence manquant d'uniformité. En somme, de telles perturbations complexifient le procédé de fabrication et fragilisent la fibre sans pour autant offrir de performances très avantageuses. Lorsque appliquées aux textiles photoniques, les fibres à réflexion totale

interne atteignent donc rapidement leurs limites fondamentales et ne permettent que peu de fantaisie.

Dernièrement, les fibres microstructurées en silice ont fait une entrée massive dans de nombreux champs d'activité en photonique. La conception sur mesure de la géométrie de ces dispositifs de nouvelle génération offre beaucoup de latitude pour l'obtention de réponses optiques particulières. Cette grande polyvalence en ferait des candidates intéressantes pour des applications de textiles photoniques, mais leur coût élevé rend tout à fait illusoire leur intégration à grande échelle. Jusqu'à tout récemment, une alternative peu onéreuse à ces fibres manquait toujours à l'appel.

2.1.3 Approche proposée

Les fibres de Bragg de polymère développées par notre groupe de recherche (Gao et al., 2006; Dupuis et al., 2007b) offrent d'intéressantes perspectives d'applications dans le domaine des textiles photoniques. Au nombre des caractéristiques susceptibles de satisfaire ce champ d'application particulier, mentionnons leur signature spectrale unique et configurable, leur apparence extérieure naturellement colorée, leur diffusion latérale de lumière intrinsèque et uniforme, leur souplesse mécanique et leur coût avantageux. Différentes expériences en laboratoire ont confirmé le potentiel offert par nos fibres en réponse aux lacunes des fibres conventionnelles et à titre d'alternative aux fibres micro-structurées encore trop dispendieuses.

2.2 Aspects novateurs de l'approche proposée

2.2.1 La fibre de Bragg de polymère

Le chapitre 1 a introduit les généralités des guides d'onde à cristaux photoniques. Plus particulièrement, la fibre de Bragg à cœur solide faite de polymère développée par notre groupe est maintenant présentée. Elle consiste en un cœur circulaire autour duquel un empilement radial de couches alternées de deux matériaux d'indices différents est apposé.

La préforme à l'origine de ces fibres est constituée d'un noyau cylindrique de polyméthyle métacrylate (PMMA) autour duquel un film du même matériau ainsi qu'un film de polystyrène (PS) sont superposés, puis enroulés conjointement. L'assemblage qui en résulte consiste en un cylindre d'environ 30 cm de longueur et 2 cm de diamètre dont le centre rigide est entouré d'environ 50 couches alternées de PMMA et PS d'indices 1,49 et 1,59. Afin d'obtenir de bons résultats à la suite de l'étirage de cette préforme, il est primordial de préalablement dégazer et recuire la tige de PMMA extrudé utilisée comme cœur. Une fois assemblée, la préforme doit être consolidée à haute température de manière à ce que le cœur et les couches de réflecteur adhèrent les uns sur les autres. Suite à ces étapes préliminaires, la préforme peut être étirée en une fibre de quelques centaines de microns de diamètre. La géométrie globale de la préforme est maintenue lors de l'étirage selon la similarité des propriétés thermodynamiques des matériaux employés. Les détails de fabrication peuvent être trouvés dans l'article (Dupuis et al., 2007b), tandis que la publication (Pone et al., 2006a) porte plutôt sur le procédé d'étirage.

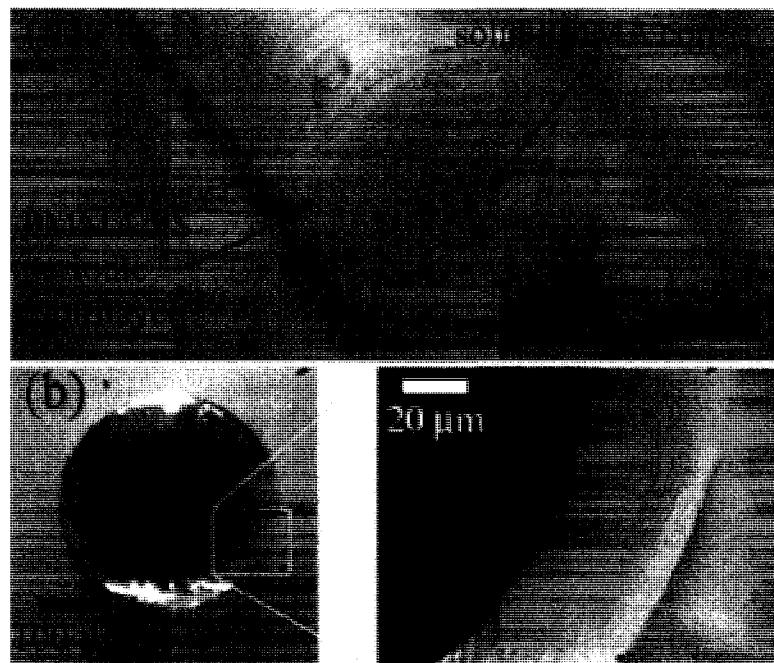


FIG. 2.1 Exemple de préforme et de fibre de Bragg. a) Représentation de la préforme. Le cœur de PMMA est entouré d'environ 50 couches alternées de PMMA et PS. b) Fibre de Bragg une fois la préforme étirée. La vue agrandie montre distinctement les multiples couches du réflecteur.

2.2.2 Propriétés optiques des fibres de Bragg

Au même titre que la structure planaire présentée dans le chapitre 1, l'espace de phase de la structure périodique radiale d'une fibre de Bragg affiche des bandes photoniques interdites. C'est donc dire que certaines plages spectrales et angulaires de rayonnement peuvent être efficacement confinées au sein du cœur de la fibre puisque proscrites dans le réflecteur. Tel que mentionné précédemment, un mode de cœur est susceptible de se trouver à la jonction d'une bande photonique et de la ligne de radiation associée au matériau du cœur. La longueur d'onde à laquelle ce mécanisme prend place peut être choisie arbitrairement par une conception adéquate du réflecteur, c'est-à-dire en pratique par le taux de réduction lors de l'étrage de la fibre. De plus, il a été observé en laboratoire que ces fibres peuvent supporter des fenêtres de guidage multiples, ce qui témoigne de la présence de bandes de différents ordres. Bien entendu, la transparence du matériau constituant le cœur est une condition essentielle au guidage efficace de lumière. Cela limite en pratique l'opération du guide à 2 ou 3 bandes consécutives, sans nécessairement inclure la bande fondamentale. La figure 2.2 montre une représentation schématique d'une fibre de Bragg à cœur solide. La distribution radiale du vecteur de Poynting d'un mode situé dans la bande photonique interdite montre bien que l'énergie est efficacement confinée au sein du cœur, ne laissant que peu de superposition avec le réflecteur.

L'illumination du cœur de la fibre avec un faisceau de lumière blanche en révèle beaucoup sur son comportement spectral. On a mentionné que seules certaines fenêtres de longueurs d'onde sont efficacement confinées au sein du cœur. C'est donc dire que les portions de l'espace de phase ne se trouvant pas au sein d'une bande photonique interdite doivent normalement comporter des états délocalisés dans l'ensemble de la section transverse de la fibre. En effet, ces modes peuvent exister dans la structure périodique et ne sont donc pas limités au cœur. Dans le cas classique d'une fibre de Bragg sus-

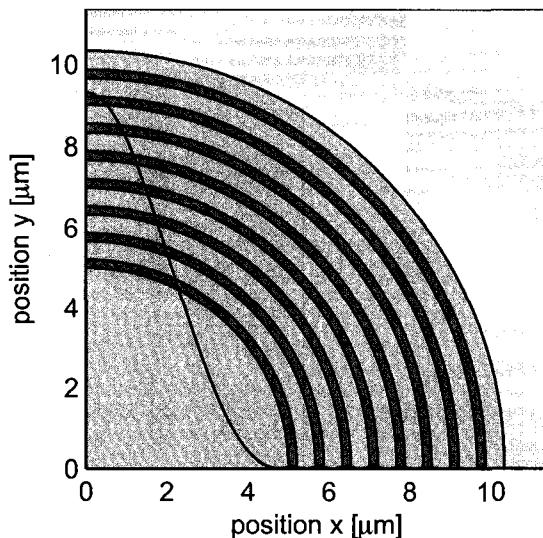


FIG. 2.2 Représentation schématique d'une fibre de Bragg. Une distribution typique du vecteur de Poynting du mode de cœur fondamental est représentée en unités arbitraires. Le guidage par bande photonique interdite est confirmé par le confinement de l'énergie au sein du matériau de faible indice de réfraction.

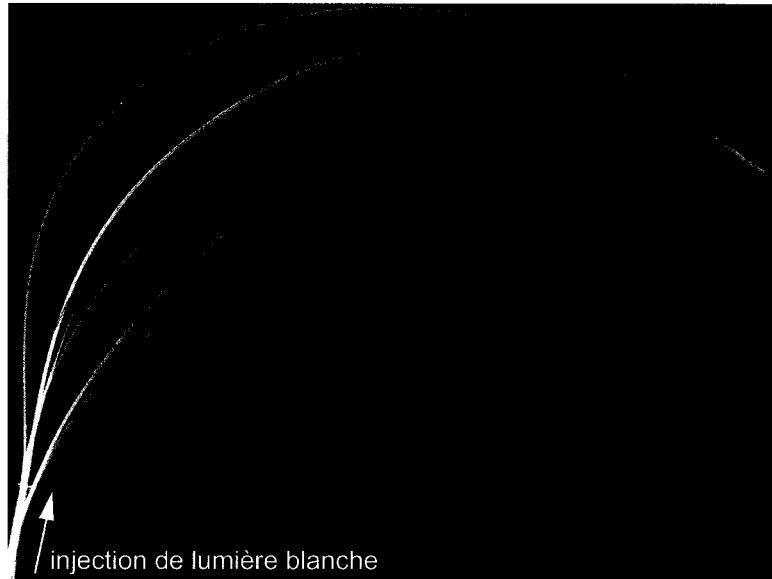


FIG. 2.3 Fibres de Bragg de tailles différentes éclairées de lumière blanche. Après moins de 5 cm de propagation, la fibre de Bragg a déjà expulsé la très grande majorité du contenu spectral qui n'est pas efficacement confiné dans son cœur par la bande photonique interdite. Le taux de réduction lors de l'étirage confère à chaque fibre une signature spectrale qui lui est propre, malgré qu'elles soient toutes originaires d'une même préforme.

pendue dans l'air, l'ensemble formé par le cœur et le réflecteur multicouches constitue un guide à saut d'indice pouvant opérer par réflexion totale interne. En principe, un tel guide pourrait porter plusieurs modes sans autre mécanisme d'atténuation que l'absorption matérielle. En pratique cependant, un facteur supplémentaire doit être considéré.

Les fibres de Bragg fabriquées selon cette méthode comportent de très nombreuses interfaces optiques. En effet, chaque enroulement individuel du film de plastique génère une interface dans la section transverse du guide. Or, la réalisation pratique de surfaces optiques libres de poussières, de bulles d'air ou de froissements n'est pas chose facile. En pratique donc, les fibres de Bragg fabriquées dans nos installations présentent de nombreux défauts, principalement localisés dans le réflecteur multicouches. Ces sites de diffusion ont relativement peu d'effet sur les modes confinés dans le cœur de la fibre en

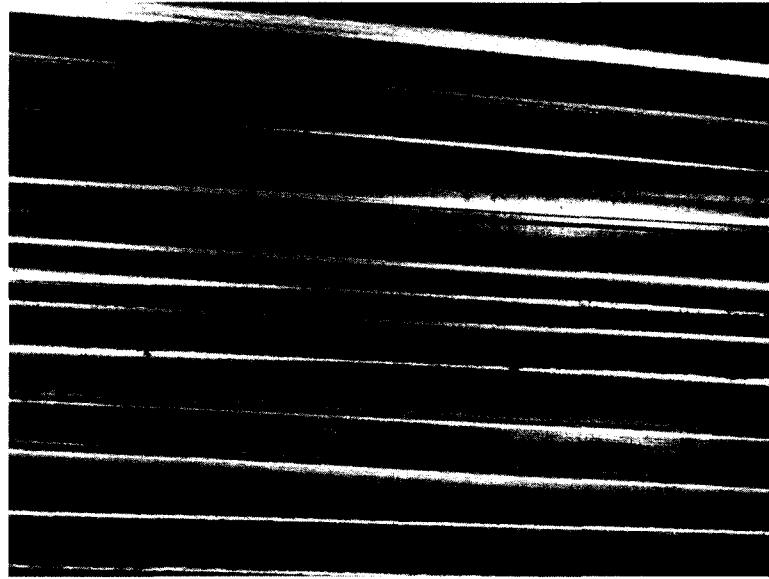


FIG. 2.4 Couleur passive de fibres de Bragg de tailles différentes. À incidence radiale $\beta = 0$, la bande photonique interdite du réflecteur multicouches réfléchit efficacement une plage spectrale qui est, dans un cas général, différente de celle à laquelle le guidage prend place. Sans qu'aucune lumière ne soit couplée dans le cœur des fibres, elles adoptent chacune leur propre couleur selon leur dimension.

raison de la faible superposition modale entre ceux-ci et le réflecteur. Par contre, les états délocalisés dans l'ensemble de la section droite de la fibre sont davantage susceptibles d'entrer en collision avec ces défauts et être diffusés hors de la fibre. Pour cette raison, sous illumination blanche, la fibre de Bragg de polymère tend à expulser tout le contenu spectral inefficacement confiné dans le cœur dans les premiers centimètres de guidage, ne laissant que le mode de cœur fondamental se propager. Le nombre fini de couches de réflecteur fait malgré tout en sorte que ce mode s'échappe lentement du cœur et entre en contact avec les sites de diffusion. C'est ainsi que la fibre de Bragg adopte la couleur du mode de cœur guidé après quelques centimètres de propagation tel que présenté dans la figure 2.3. L'irradiation latérale et progressive de lumière peut être contrôlée au moyen du nombre de couches de réflecteur et de la qualité globale des interfaces optiques.

Une autre caractéristique optique tout à fait unique des fibres de Bragg de plastique récemment développées par notre groupe est qu'elles possèdent aussi une couleur passive. En effet, les bandes photoniques interdites croisent l'axe ω à $\beta = 0$, c'est-à-dire pour une incidence lumineuse orientée selon le rayon de la fibre. Cela signifie que la plage spectrale correspondant à la bande photonique interdite ne peut pénétrer la fibre latéralement et est donc réfléchie vers son origine. En conséquence, les fibres de Bragg réfléchissent une couleur qui leur est propre lorsque soumises à l'éclairage ambiant. La figure 2.4 illustre bien la diversité de teintes accessibles en illuminant simplement les fibres latéralement, sans qu'aucune lumière ne soit couplée au cœur des fibres.

En somme, non seulement ces fibres de Bragg peuvent transmettre et diffuser efficacement une couleur particulière, elles peuvent de surcroît réfléchir une portion spectrale de la lumière ambiante. Les nombreuses combinaisons de couleurs rendues possibles par cette propriété intéressante pave la voie vers l'intégration de fibres de Bragg de polymère à une nouvelle génération de textiles photoniques.

2.2.3 Application aux textiles photoniques

Revenons brièvement sur les propriétés des fibres de Bragg de plastique susceptibles d'en faire des candidates de tout premier choix pour des applications de textiles photoniques. Premièrement, ces fibres peuvent guider une plage spectrale tout en en réfléchissant une autre, ce qui donne accès à un large éventail de mélanges de couleurs. Leur apparence étant déterminée par la géométrie de leur section transverse et non par des additifs tels que des colorants, une très grande stabilité des couleurs dans le temps est envisagée. De plus, par la mise à l'échelle du processus d'étirage d'une seule et unique préforme, il est possible de produire des fibres de signatures optiques variées et ainsi réduire au minimum les coûts de production et d'inventaire. Rappelons que la fibre obtenue ne nécessite aucune modification préalable à son intégration dans une matrice textile

puisque l'extraction de lumière se fait naturellement, progressivement, uniformément et sans altération mécanique ou micro-courbure nécessaires. Finalement, mentionnons que les matériaux employés sont disponibles à bas coût, que leur mise en forme a lieu à basse température et que leurs propriétés mécaniques se prêtent aisément à une intégration dans une matrice flexible. Toutes ces caractéristiques permettent l'utilisation à échelle industrielle de fibres de Bragg de plastique, particulièrement pour la production d'une nouvelle génération de textiles photoniques.

2.3 Manipulations effectuées

2.3.1 Étude des spécimens de fibre

Un rouleau de fibre de Bragg de diamètre variable constituait le matériel brut de toutes les manipulations effectuées. La première étape consistait à couper cette fibre en sections de diamètre uniforme et de grouper les segments semblables. Une rapide inspection visuelle suffisait souvent à bien remplir cette tâche puisque, tel que mentionné précédemment, les fibres de Bragg prennent une couleur naturelle qui dépend de l'épaisseur des couches du réflecteur. En conséquence, un premier tri des spécimens se faisait aisément. Une confirmation de la similarité des échantillons d'un même groupe pouvait se déduire suite à leur illumination en lumière blanche, au moyen d'une source halogène couplée à un faisceau de fibres.

En regard des spécimens disponibles, les manipulations ont ensuite été définies et réalisées. Par exemple, des fibres d'apparence passive verte et de transmission orangée ont été retenues pour démontrer une application de changement de couleur. D'autres échantillons ont été expédiés au Royaume-Uni où des collaborateurs les ont intégrés à une matrice textile de soie. La section 2.4 présente plus en détails chacune de ces manipulations.

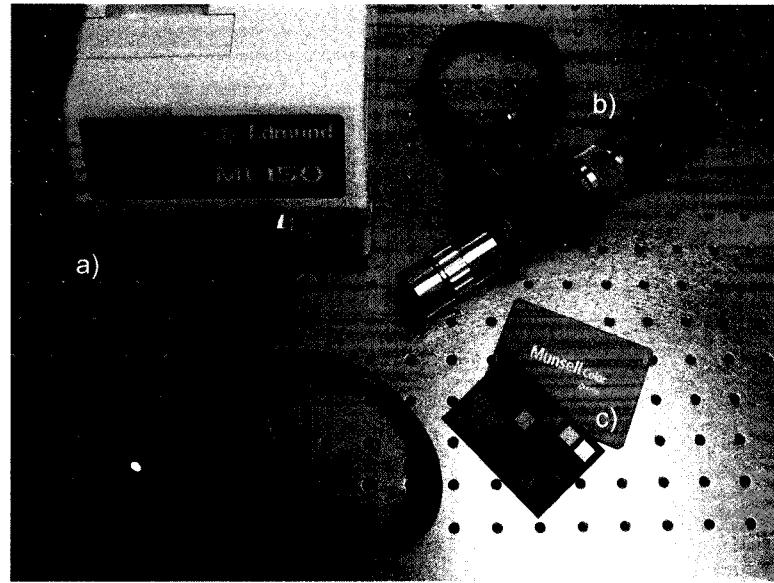


FIG. 2.5 Équipement utilisé pour la prise de photos. a) Source halogène de lumière blanche *Edmund Optics* à laquelle se rattache un faisceau de fibres. b) Système d'imagerie optique composé d'un objectif *Mitutoyo*, d'un module d'illumination axiale ainsi que d'un tube d'imagerie de la série *Edmund Optics MMS* et d'une caméra CCD *Allied Vision Technologies*. c) Carte de calibration de couleurs *Macbeth*.

2.3.2 Mise en oeuvre des échantillons

L'équipement utilisé pour la caractérisation de nos fibres de Bragg est présenté à la figure 2.5. Premièrement, une source incandescente blanche de marque Edmund Optics couplée à un faisceau de fibres était employée pour illuminer le coeur des fibres. Afin de fournir suffisamment de flux optique sur l'ensemble de la plage visible, la puissance de la source était toujours ajustée au maximum. De cette manière, le filament de l'ampoule opérait à haute température et, conséquemment, sur une large plage spectrale. Le couplage entre le faisceau de fibres et les échantillons se faisait par simple contact. L'efficacité d'injection de lumière était certes médiocre, mais suffisait amplement à faire briller intensément les spécimens à caractériser.

Une fois les fibres illuminées, il ne restait qu'à les photographier adéquatement. Pour ce faire, une caméra CCD industrielle et un assemblage de lentilles ont été employés. Le choix d'un objectif et d'un tube d'imagerie a été motivé par souci de maximiser le flux optique jusqu'à la caméra. En effet, différentes combinaisons de lentille collectrice (objectif) et de longueur de tube d'imagerie peuvent donner des grossissements similaires, mais le système retenu a semblé le plus efficace pour amasser un maximum de lumière et ainsi réduire le temps d'ouverture de l'obturateur lors de l'acquisition des images. L'assemblage choisi était constitué d'un objectif *Mitutoyo plan-achromat 5X*, d'un tube *R – 1* de *64 mm* de la série *MMS* de *Edmund Optics* ainsi que d'un module d'illumination axiale de la même série. Cette unité est principalement constituée d'une lame séparatrice qu'on intègre au système de lentilles d'imagerie. Elle permet d'illuminer l'échantillon parallèlement à l'axe de la caméra et d'en révéler la couleur sous observation directe.

Il est important d'insister sur le système d'illumination latérale des fibres. Plusieurs méthodes d'illumination peuvent être employées, mais seules certaines d'entre-elles sont susceptibles de satisfaire les exigences d'une application d'imagerie particulière. Par exemple, une illumination rasante révèle distinctement les défauts de surface d'un échantillon, mais crée des zones d'ombre, tandis qu'un éclairage par l'arrière révèle davantage sa silhouette sans par contre offrir d'information sur l'état de ses surfaces. Dans le cas à l'étude, il fallait faire ressortir l'apparence passive de la fibre telle que perçue par l'oeil humain en éclairage ambiant. Le meilleur moyen de percevoir la réponse latérale de la fibre s'est avéré de l'illuminer parallèlement à l'axe de la caméra. Un module d'injection de lumière blanche à l'intérieur même du système optique a donc été utilisé. Ce dernier était rattaché à une seconde source halogène blanche contrôlée indépendamment. Utilisé de concert à une illumination du cœur des fibres, ce système a permis de prendre des clichés révélant fidèlement les performances de nos échantillons.

Fort heureusement, le logiciel d'interface de la caméra industrielle *Allied Vision Tech-*

nologies donnait toute la latitude nécessaire à la capture d'images complexes sur le plan technique. Par exemple, un temps d'ouverture d'obturateur aussi long que 67 secondes pouvait être utilisé dans les cas où l'intensité du sujet était extrêmement faible. En cas de besoin, il était aussi possible d'ajouter du gain, mais cela devait se faire au prix d'une image bruitée. Le signal était dans notre cas suffisamment intense pour qu'aucune amplification ne soit requise. La fidélité des couleurs pouvait aisément être ajustée au moyen du logiciel. Il n'y avait qu'à bien contrôler les conditions d'illumination de l'expérience, glisser une section neutre de la carte de calibration *Macbeth* dans le champ de la caméra et sélectionner cette zone à l'aide du logiciel. Ce dernier compensait tout débalancement de la source halogène et, ainsi, garantissait la fidélité des couleurs.

En pratique, les fibres étaient maintenues aux deux extrémités et le système optique était placé juste au-dessus de celles-ci. La profondeur de champ limitée de l'assemblage de lentilles faisait en sorte que l'arrière-plan des fibres était uniforme, noir et mat. La mise au point du système était réalisée au moyen d'une roulette d'ajustement sur le tube d'imagerie. Des photographies mises au point révélaient adéquatement les détails des échantillons, mais sans traduire l'impression globale qu'aurait un observateur d'un ensemble de fibres. Afin de reproduire cette perception, des clichés hors focus ont aussi été réalisés. Les différentes couleurs en présence pouvaient ainsi se mélanger et produire un tout autre effet. Les résultats expérimentaux présentés à la section suivante illustrent bien ce propos.

2.4 Résultats expérimentaux

2.4.1 Mélange de couleurs

L'objectif de cette manipulation était de démontrer qu'il est possible d'exploiter simultanément les deux teintes caractéristiques de nos fibres de Bragg, c'est-à-dire en diffu-

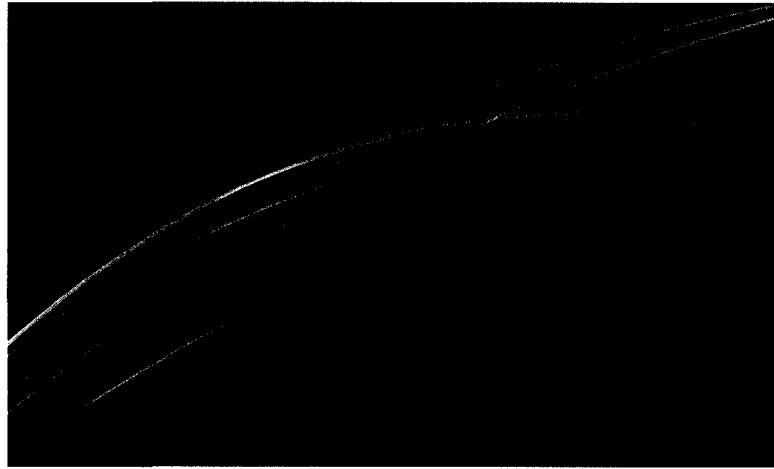


FIG. 2.6 Apparence extérieure des échantillons destinés à l'expérience de mélange de couleurs. Faisceau de six fibres de Bragg similaires dont une seule est illuminée de lumière blanche. Les fibres au repos ont une teinte verdâtre, tandis que la fibre éclairée prend progressivement une couleur orangée.

sion et en réflexion. La figure 3.4(c) illustre bien la grande diversité de couleurs à laquelle une seule et même préforme peut donner accès. Le choix des échantillons a ainsi pu être motivé par des considérations expérimentales, sans que d'importantes contraintes de disponibilité ne soient rencontrées. Ainsi, quatre fibres de couleur passive verte et de transmission orangée ont été retenues pour cette démonstration. L'utilisation de plusieurs fibres juxtaposée avait pour seul objectif d'amplifier l'effet visuel. La figure 2.6 illustre l'apparence générale des échantillons retenus.

La figure 2.7 résume quant à elle assez bien la capacité de ces fibres à adopter une teinte hybride composée de l'addition de lumière guidée et de lumière ambiante réfléchie. La section a) de la figure montre l'apparence de la fibre en éclairage ambiant, sans qu'aucune lumière ne soit injectée dans son coeur. L'éclairage directement sur l'axe de la caméra frappe la fibre à incidence normale et reproduit fidèlement l'apparence verdâtre de celle-ci lorsque observée à l'oeil nu. En b), seul le coeur de la fibre est éclairé et celle-ci prend une couleur orangée, uniformément distribuée. Les clichés c) et d) montrent

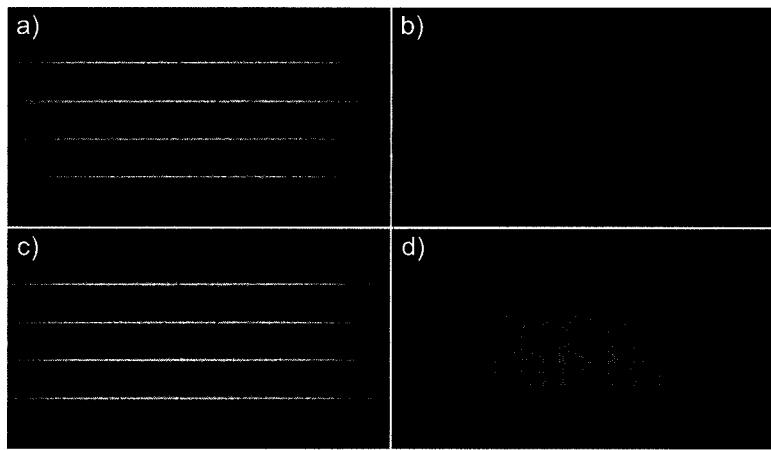


FIG. 2.7 Expérience de mélange de couleurs. a) Les fibres de Bragg sont illuminées de l'extérieur uniquement et adoptent une couleur verte. b) De la lumière blanche est injectée dans le cœur des fibres, sans illumination extérieure. Elles prennent une teinte orangée uniformément distribuée. c) Les deux modes d'illumination sont employés simultanément. d) Une vue hors focus révèle bien la capacité de faire passer la fibre du vert au orange en passant par le jaune.

l'effet combiné des deux illuminations opérées simultanément. La mise hors focus du microscope attaché à la caméra expose le mélange des teintes verte et orange en une tache jaunâtre.

Cette manipulation permet de démontrer qu'il est tout à fait envisageable de mettre à profit deux modes de filtration optique des fibres de Bragg à la fois. En effet, à incidence normale sur le réflecteur multi-couches, l'échantillon caractérisé réfléchit efficacement la couleur verte, tandis que, lorsque opéré à incidence rasante, la bande photonique interdite réfléchit plutôt une teinte orangée. Ces deux différents modes d'opération du réflecteur ont ainsi la capacité de générer des mélanges de couleurs arbitraires. Dans le cas particulier étudié, le contrôle de l'intensité relative de l'illumination ambiante et de celle du cœur est susceptible de donner accès à n'importe quelle couleur produite par addition d'orange et de vert. Des textiles photoniques intégrant de telles fibres de Bragg auraient donc la capacité de changer dynamiquement leur apparence, ce qui conduirait

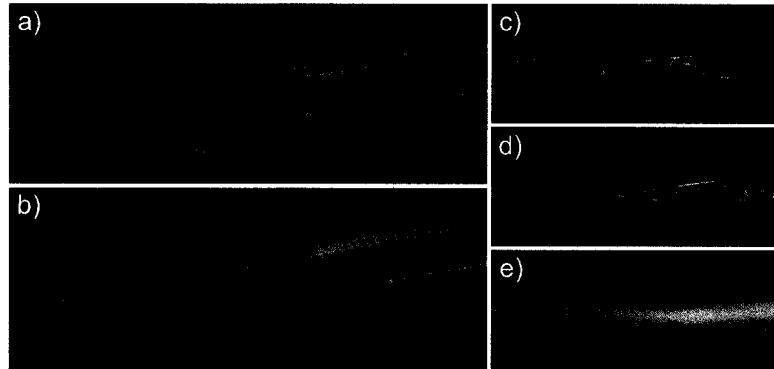


FIG. 2.8 Expérience de synthèse de couleurs. a) Trois fibres diffusant chacune du rouge, du bleu et du vert sont entrelacées afin de synthétiser du cyan et du jaune par addition. b) Second exemple montrant du magenta et du cyan. c) Les trois fibres sont unies en tresse afin de bien montrer les zones de couleurs additives. d) Second exemple. e) Vue hors focus de l'image d). De la lumière blanche peut être synthétisée grâce à l'addition des trois contributions individuelles.

à des applications de signalisation, d'illumination ou d'intégration à des accessoires de mode.

2.4.2 Synthèse de couleurs

Cette manipulation avait pour objectif de démontrer le potentiel d'un ensemble de fibres de Bragg de plastique pour la synthèse additive de couleurs. Pour ce faire, une fibre verte, une rouge et une bleue ont été entrelacées et couplées à une source blanche. Le choix de ces trois couleurs était motivé par la base *RGB* (red, green, blue) souvent utilisée pour projeter une couleur sur ses composantes fondamentales. Rappelons que ces trois fibres sont encore une fois originaires d'une seule et unique préforme, avec un taux de réduction différent lors de l'étirage.

La figure 2.8 présente quelques résultats de cette expérience. Les sections a) et b) montrent une portion de la tresse à fort grossissement. La synthèse de cyan, jaune et magenta

là où les fibres individuelles se croisent est évidente. La nature semi-transparente des fibres est bien entendu de toute première importance pour cette démonstration. En c) et d), deux tresses *RGB* bien mises au point sont illustrées. La tresse d) est quant à elle montrée hors focus en e) afin de traduire l'impression qu'aurait un observateur suffisamment éloigné pour ne pas arriver à résoudre les fibres individuelles. La synthèse additive de couleurs est particulièrement évidente du côté droit où la contribution des trois couleurs produit une tache blanche.

Cette expérience confirme la possibilité de synthétiser des couleurs arbitraires au moyen d'une base de trois fibres de Bragg de couleurs différentes. La modulation indépendante de l'illumination des trois fibres donne potentiellement accès à un très large éventail de couleurs obtenues par addition. Il serait même envisageable de combiner les deux manipulations déjà présentées et d'employer également la couleur passive des fibres afin d'accéder à un degré de liberté supplémentaire.

2.4.3 Prototypes de textiles

Afin de démontrer la faisabilité d'intégrer des fibres de Bragg au sein d'une matrice textile, deux pièces d'étoffe ont été produites et caractérisées. Ce travail a été effectué en collaboration avec Rachel Wingfield et Kathy Schicker, toutes deux du *Central Saint Martins College of Arts and Design, University of the Arts* de Londres au Royaume-Uni. Des sections de fibres de Bragg d'une trentaine de centimètres de longueur ont été tissées côte à côte à même une matrice de soie à l'aide d'un métier à tisser à ratière. Afin de faciliter la connectorisation des fibres à une source blanche, une des extrémités était laissée libre hors du tissu. Cette section de fibre suffisait pour que les couleurs inefficacement guidées quittent la fibre, ne laissant que la teinte caractéristique de chaque échantillon dans la section tissée. Pour chacun des deux prototypes, plusieurs séries de clichés ont été effectuées sous différentes conditions d'illumination et angles de vue.

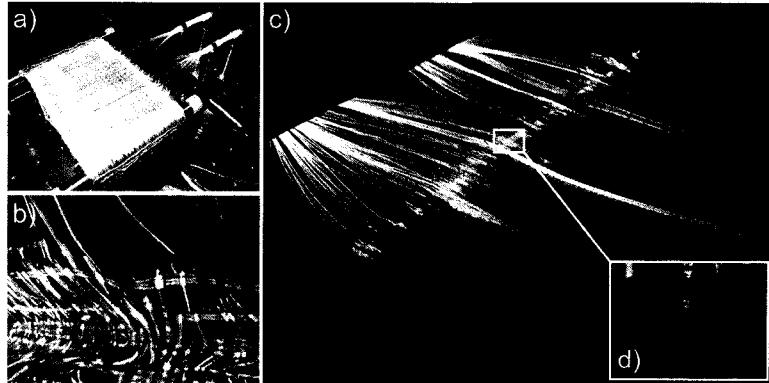


FIG. 2.9 Premier prototype de textile photonique sur soie blanche. Les fibres de Bragg sont disposées parallèlement et sont rattachées à une source blanche à une des extrémités. a) Montage expérimental montrant le couplage d'entrée réalisé au moyen de deux faisceaux de fibres. b) Bordure de l'échantillon. Les fibres ont subi une déformation plastique importante en raison du tassemement des fibres de support. c) Échantillon illuminé une fois les fibres de Bragg redressées. d) Bordure densément tissée du tissu. La soie blanche diffuse efficacement la couleur guidée par les fibres, mais s'avère moins efficace pour révéler leur couleur passive.

Un premier échantillon de tissu avec une base de soie blanche a tout d'abord été fabriqué. La matrice de fils était dense et compacte de manière à diffuser efficacement la lumière émanant des fibres optiques qui y étaient intégrées. Les sections de fibres étaient de diamètre très variable, bien que toutes originaires d'une seule et même préforme. L'objectif était de disposer d'un large échantillon de réponses spectrales et de mettre à l'épreuve la rigidité mécanique de fibres de tailles différentes.

Les observations effectuées sur ce premier prototype étaient les suivantes. Premièrement, l'examen de l'encart d) de la figure 2.9 révèle que le réseau compact de fils de soie blanche diffuse la lumière qui s'échappe des fibres de Bragg. Par contre, une étude plus attentive de la section c) de la même figure tend à montrer que seules les fibres de fort diamètre arrivent à conserver leurs performances de guidage profondément dans le tissu. Étant plus rigides, les fibres les plus grosses subissent moins de courbures imposées par le réseau de fils de soie, et ce, principalement en bordure du tissu où ceux-ci sont

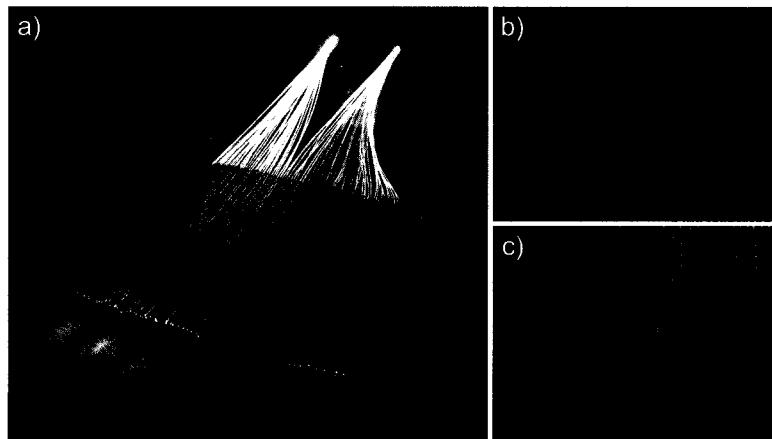


FIG. 2.10 Second prototype de textile photonique sur soie noire. a) Montage expérimental. La lumière blanche est injectée de la même manière que montré précédemment. Une bonne portion du flux optique est guidée jusqu'à l'extrémité des fibres de Bragg. Leur groupement par diamètres similaires donne au tissu des bandes de couleurs distinctes, uniformément illuminées sur leur longueur. b) Portion de l'échantillon photographiée sans illumination des fibres. La soie noire met bien en valeur la couleur passive des fibres de Bragg. c) Même cadrage qu'en b), avec les fibres illuminées de lumière blanche. Le tissu adopte une couleur visuellement différente.

densifiés afin d'empêcher son effilochement. Pour cette même raison, les fibres de Bragg de petit diamètre perdent virtuellement la totalité de leur flux guidé dans les tout premiers millimètres de tissage. La section b) de la figure 2.9 montre quant à elle une portion de tissu que nous avons été contraints de dénouer. Lors du tissage, les fibres de Bragg ont été sévèrement courbées, les rendant fortement atténuateuses. Les fils de soie ont tout d'abord été coupés un à un au moyen d'un scalpel et d'un binoculaire. Ensuite, les fibres ont pu être redressées étant chauffées délicatement au moyen d'un pistolet chauffant et mises sous légère tension du bout des doigts. Les grandes conclusions tirées de cette première tentative étaient d'utiliser des fibres de plus fort calibre afin de réduire les pertes et d'opter pour une soie de couleur noire révélant mieux la couleur passive des fibres.

Les leçons tirées de notre première tentative ont porté fruit lors de la seconde. Le nouvel échantillon réalisé constituait une version améliorée du précédent sous trois aspects.

Premièrement, les fibres à bande photonique interdite utilisées provenaient d'un nouvel étirage réalisé à plus gros diamètre et avec davantage de soin porté à la fabrication de la préforme. Ces fibres étaient de nature moins atténuante que les précédentes tout en affichant une rigidité mécanique supérieure. Deuxièmement, nous avons opté pour l'utilisation de soie de couleur noire afin de mettre davantage en valeur la couleur passive de nos fibres. Cela fait en sorte que l'arrière-plan et l'environnement des fibres est en moyenne plus sombre, mettant de cette façon l'accent sur la faible fraction de lumière qui est réfléchie vers l'observateur. Finalement, l'union des fils de soie et des fibres a été réalisée avec une plus grande délicatesse, soit en prenant soin de ne pas faire subir aux fibres de trop importantes courbures.

La figure 2.10 montre les progrès réalisés d'un prototype à l'autre. Un rapide examen de la section a) de cette figure révèle premièrement qu'une très bonne portion du flux optique traverse la totalité de l'échantillon et quitte les guides à leur extrémité. Cela tend à confirmer que ce tissage n'impose pas de contrainte trop importante sur les guides et les laisse plutôt irradier progressivement leur couleur propre. Celle-ci paraît donc uniforme sur toute la longueur du guide, contrairement au cas précédent. Les fibres ayant été regroupées par diamètres similaires, le tissu adopte une apparence plutôt uniforme par bandes distinctes. L'éventail de couleurs passe du turquoise au vert, au orange, au violacé jusqu'au bleu. L'encart b) montre l'apparence passive du nouveau prototype. La soie noire révèle effectivement très bien la couleur naturelle des fibres de Bragg et permet de rehausser la transition de couleurs lorsque le tissu est illuminé, tel qu'illustré en c). Comme présenté à la section 2.4.1, la capacité qu'ont les fibres de Bragg de plastique de passer d'une couleur à l'autre est clairement illustrée par ce dernier exemple.

2.4.4 Exemple d'application : mesure optique de déformation

En plus d'offrir des caractéristiques visuelles uniques, les textiles photoniques peuvent aussi intégrer des fonctionnalités de détection et de mesure. Une investigation des capacités offertes par les fibres proposées était donc de mise. Comme la signature spectrale des fibres de Bragg présentées est définie par la géométrie de leur section transverse, il y a tout lieu de s'attendre à ce qu'une perturbation mécanique ait un impact sur les propriétés optiques du système. L'hypothèse qu'un étirage axial appliqué sur la fibre provoque une réduction transverse de la taille des motifs et, ainsi, un déplacement vers les courtes longueurs d'onde de la bande photonique interdite a été formulée. La vérification expérimentale de cette prémissse a été réalisée au moyen de deux blocs de fixation rigides sur lesquels la fibre était solidement fixée. L'un d'eux était monté sur une table de translation permettant d'étirer la fibre de façon mesurable.

La position spectrale de la bande photonique interdite supportée par le réflecteur de Bragg a été mesurée au moyen d'une source supercontinuum large bande et d'un monochromateur. Tel que discuté précédemment, le spectre d'une lumière blanche injectée dans le coeur d'une fibre de Bragg tend à se réduire au seul contenu spectral confiné par la bande photonique interdite. Un échantillon d'une longueur de 17 *po.* suffisait à filtrer efficacement la source optique de façon à bien révéler la position de la bande photonique. Il n'y avait donc qu'à progressivement étirer la fibre de Bragg au moyen de la table de translation (jusqu'à concurrence de 0,85 *po.*, soit 5% d'étirement relatif) et acquérir le spectre de transmission de celle-ci au moyen du monochromateur.

Les résultats expérimentaux sont largement discutés à la section 3.8 et ne seront donc pas répétés en détails. Mentionnons simplement que la perturbation mécanique appliquée à la fibre peut bel et bien être détectée optiquement. Sans constituer une révolution dans le domaine des capteurs fibrés, notre proposition illustre tout de même qu'un textile photonique basé sur nos fibres de Bragg de polymère pourrait également intégrer certaines

fonctionnalités de détection.

2.5 Impacts appréhendés de notre proposition

Ce chapitre a présenté le vaste éventail de possibilités offertes par les fibres de Bragg de polymère développées au sein de notre groupe. Au moyen d'une seule et unique préforme, des fibres de réponse spectrale arbitraire, tant en transmission qu'en réflexion latérale, peuvent être obtenues par le seul contrôle du taux de réduction lors de l'étirage. Comme ces propriétés sont déterminées par la seule géométrie de la fibre, une très grande stabilité dans le temps est envisagée. Lorsque mises en application dans des textiles photoniques, elles offrent une alternative intéressante aux fibres conventionnelles sous plusieurs aspects. Premièrement, le mécanisme d'extraction de lumière est intrinsèque car il ne nécessite aucune altération mécanique des fibres. Également, des mélanges aussi bien que des synthèses additives de couleurs ont été tentés avec succès. De plus, les propriétés mécaniques de nos fibres se sont révélées indiquées pour être intégrées à une matrice de fils de soie. Finalement, le faible coût des matériaux de base et de leur mise en oeuvre rend envisageable la production industrielle de masse de ces fibres. Ces caractéristiques font en sorte que les fibres de plastique à bande photonique interdite sont tout à fait susceptibles de faire une entrée remarquée dans le marché des textiles photoniques. Leur apparence unique donne accès à une nouvelle génération de dispositifs d'illumination latérale, de signalisation dynamique et d'accessoires de mode.

CHAPITRE 3

ARTICLE 1 : COLOR-CHANGING AND COLOR-TUNABLE PHOTONIC BANDGAP FIBER TEXTILES

Ce chapitre est dédié à un article publié dans la revue *Optics Express* le 19 septembre 2008 (Gauvreau et al., 2008a). Les auteurs de ces travaux sont B. Gauvreau¹, N. Guo¹, K. Schicker⁴, K. Stoeffler², F. Boismenu¹, A. Ajji³, R. Wingfield⁴, C. Dubois², M. Skorobogatiy¹. Ils présentent les possibilités offertes par les fibres de Bragg de plastique produites dans nos installations pour la fabrication de textiles intelligents. Plusieurs propositions novatrices sont développées, notamment la possibilité d'ajuster la couleur apparente d'une fibre par son illumination, d'exploiter la transparence des fibres en mélangeant des couleurs entre-elles et d'unir plusieurs fibres au sein d'une matrice de soie pour des applications d'illumination et de capteur.

¹Département de Génie Physique, École Polytechnique de Montréal, Montréal Canada

²Département de Génie Chimique, École Polytechnique de Montréal, Montréal Canada

³Institut des Matériaux Industriels, Conseil National de Recherches du Canada, Boucherville Canada

⁴MA Design for Textile Futures, Central Saint Martins College of Arts and Design, University of the Arts, London UK

3.1 Abstract

We present the fabrication and use of plastic Photonic Band Gap Bragg fibers in photonic textiles for applications in interactive cloths, sensing fabrics, signage and art. In their cross section Bragg fibers feature periodic sequence of layers of two distinct plastics. Under ambient illumination the fibers appear colored due to optical interference in their microstructure. Importantly, no dyes or colorants are used in fabrication of such fibers, thus making the fibers resistant to color fading. Additionally, Bragg fibers guide light in the low refractive index core by photonic bandgap effect, while uniformly emitting a portion of guided color without the need of mechanical perturbations such as surface corrugation or microbending, thus making such fibers mechanically superior to the standard light emitting fibers. Intensity of side emission is controlled by varying the number of layers in a Bragg reflector. Under white light illumination, emitted color is very stable over time as it is defined by the fiber geometry rather than by spectral content of the light source. Moreover, Bragg fibers can be designed to reflect one color when side illuminated, and to emit another color while transmitting the light. By controlling the relative intensities of the ambient and guided light the overall fiber color can be varied, thus enabling passive color changing textiles. Additionally, by stretching a PBG Bragg fiber, its guided and reflected colors change proportionally to the amount of stretching, thus enabling visually interactive and sensing textiles responsive to the mechanical influence. Finally, we argue that plastic Bragg fibers offer economical solution demanded by textile applications.

3.2 Introduction

Driven by the consumer demand of unique appearance, increased performance and multi-functionality of the woven items, smart textiles became an active area of current research.

Various applications of smart textiles include interactive clothing for sports, hazardous occupations, and military, industrial textiles with integrated sensors or signage, fashion accessories and apparel with unique and variable appearance. Major advances in the textile capabilities can only be achieved through further development of its fundamental element - a fiber. In this work we discuss the prospectives of Photonic Band Gap (PBG) fibers in photonic textiles. Among newly discovered functionalities we highlight real-time color-changing capability of PBG fiber-based textiles with potential applications in dynamic signage and environmentally adaptive coloration.

As it stands from their name, photonic textiles integrate light emitting or light processing elements into mechanically flexible matrix of a woven material, so that appearance or other properties of such textiles could be controlled or interrogated. Practical implementation of photonic textiles is through integration of specialty optical fibers during the weaving process of textile manufacturing. This approach is quite natural as optical fibers, being long threads of sub-millimeter diameter, are geometrically and mechanically similar to the regular textile fibers, and, therefore, suitable for similar processing. Various applications of photonic textiles have been researched including large area structural health monitoring and wearable sensing, large area illumination and clothes with unique esthetic appearance, flexible and wearable displays.

Thus, optical fibers embedded into woven composites have been applied for in-service structural health monitoring and stress-strain monitoring of industrial textiles and composites (Uskokovic et al., 1999; Uskokovic et al., 2001; D'Amato, 2002; Kuang and Cantwell, 2003; Zivkovic et al., 2005; Kojovic et al., 2005). Integration of optical fiber-based sensor elements into wearable clothes allows real-time monitoring of bodily and environmental conditions, which is of importance to various hazardous civil occupations and military. Examples of such sensor elements can be optical fibers with chemically or biologically activated claddings for bio-chemical detection (El-Sherif et al., 2000), Bragg gratings and long period gratings (Ghosh et al., 2005) for temperature and strain

measurements, as well as microbending-based sensing elements for pressure detection (Zheng et al., 2006). Advantages of optical fiber sensors over other sensor types include resistance to corrosion and fatigue, flexible and lightweight nature, immunity to E&M interference, and ease of integration into textiles.

Total Internal Reflection (TIR) fibers modified to emit light sideways (Spigulis et al., 1997) have been used to produce emissive fashion items (Lumigram, 2008), as well as backlighting panels for medical and industrial applications (Selem et al., 2007; Lumitex, 2008). To implement such emissive textiles one typically uses common silica (Spigulis et al., 1997) or plastic (Harlin et al., 2003) optical fibers in which light extraction is achieved through corrugation of the fiber surface, or through fiber microbending. Moreover, specialty fibers have been demonstrated capable of transverse lasing (Balachandran et al., 1996; Shapira et al., 2006), with additional applications in security and target identification. Recently, flexible displays based on emissive fiber textiles have received considerable attention due to their potential applications in wearable advertisement and dynamic signage (Hatcher, 2002; Koncar, 2005). It was noted, however, that such emissive displays are, naturally, "attention-grabbers" and might not be suitable for applications that do not require constant user awareness (Wakita and Shibusaki, 2006). An alternative to such displays are the so called, ambient displays, which are based on non-emissive, or, possibly, weakly emissive elements. In such displays color change is typically achieved in the light reflection mode via variable spectral absorption of chromatic inks. Color or transparency changes in such inks can be thermally (Wakita and Shibusaki, 2006; Berzowska, 2004) or electrically activated (Hardaker and Gregory, 2003). An ambient display normally blends in with the environment, while the display presence is recognized only when the user is aware of it. It is argued that it is in such ambient displays that the comfort, esthetics and information streaming is the easiest to combine.

Apart from photonic textiles, a vast body of research has been conducted to understand and to be able to design the light scattering properties of synthetic non-optical fibers.

Thus, prediction of the color of an individual fiber based on the fiber absorption and reflection properties was discussed in (Sokkar et al., 1992). Prediction of textile appearance due to multi-fiber redirection of light was addressed in (Rubin et al., 1997; Grasso et al., 1997; Schuster et al., 2003). It was also established that the shape of the individual fibers comprising a yarn bundle has a major effect on the appearance of the resultant textile (I. Maekawa, ; Rubin et al., 1994; Sirikasemlert and Tao, 1999; Yamaguchi and Takanabe, 2001; Zhang et al., 2003), including textile brightness, glitter, color, etc. The use of the synthetic fibers with non-circular crosssections, or microstructured fibers containing air voids (Rubin, 1999) running along their length became one of the major product differentiators in the yarn manufacturing industry.

Recently, novel type of optical fibers, called photonic crystal fibers (PCFs), has been introduced. In their crosssection such fibers contain either periodically arranged micron-sized air voids (Knight et al., 1998; Morikawa et al., 2006), or a periodic sequence of micron-sized layers of different materials (Hart et al., 2002; Benoit et al., 2003; Dupuis et al., 2007b). Non-surprisingly, when illuminated transversally, spatial and spectral distribution of scattered light from such fibers is quite complex. The fibers appear colored due to optical interference effects in the microstructured region of a fiber. By varying the size and position of the fiber structural elements one can, in principle, design fibers of unlimited unique appearances. Thus, starting with transparent colorless materials, by choosing transverse fiber geometry correctly one can design the fiber color, translucence and iridescence. This holds several manufacturing advantages, namely, color agents are no longer necessary for the fabrication of colored fibers, the same material combination can be used for the fabrication of fibers with very different designable appearances. Moreover, fiber appearance is very stable over the time as it is defined by the fiber geometry rather than by the chemical additives such as dyes, which are prone to fading over time. Additionally, some photonic crystal fibers guide light using photonic bandgap effect rather than total internal reflection. Intensity of side emitted light can be controlled

by choosing the number of layers in the microstructured region surrounding the optical fiber core. Such fibers always emit a certain color sideways without the need of surface corrugation or microbending, thus promising considerably better fiber mechanical properties compared to TIR fibers adapted for illumination applications. Additionally, by introducing into the fiber microstructure materials whose refractive index could be changed through external stimuli (for example, liquid crystals at a variable temperature), spectral position of the fiber bandgap (color of the emitted light) can be varied at will (Busch and John, 1999; Fudouzi and Xia, 2003; Larsen et al., 2003). Finally, as we demonstrate in this work, photonic crystal fibers can be designed that reflect one color when side illuminated, while emit another color while transmitting the light. By mixing the two colors one can either tune the color of an individual fiber, or change it dynamically by controlling the intensity of the launched light. This opens new opportunities for the development of photonic textiles with adaptive coloration, as well as wearable fiber-based color displays.

So far, application of photonic crystal fibers in textiles was only demonstrated in the context of distributed detection and emission of mid-infrared radiation (wavelengths of light in a $3 - 12 \mu m$ range) for security applications (Hart et al., 2002; Benoit et al., 2003); there the authors used photonic crystal Bragg fibers made of chalcogenide glasses which are transparent in the mid-IR range. Proposed fibers were, however, of limited use for textiles operating in the visible (wavelengths of light in a $0.38 - 0.75 \mu m$ range) due to high absorption of chalcogenide glasses, and a dominant orange-metallic color of the chalcogenide glass. In the visible spectral range, in principle, both silica (Russel, 2006; Vienne et al., 2004) and polymer-based PBG fibers (Argyros et al., 2001) are now available and can be used for textile applications. At this point, however, the cost of textiles based on such fibers would be prohibitively high as the price of such fibers ranges in hundreds of dollars per meter due to complexity of their fabrication. We believe that acceptance of photonic crystal fibers by the textile industry can only become pos-

sible if much cheaper fiber fabrication techniques are used. Such techniques can be either extrusion-based (Mignanelli et al., 2007), or should involve only simple processing steps requiring limited process control. To this end, our group has developed all-polymer PBG Bragg fibers (Dupuis et al., 2007b; Gao et al., 2006) using layer-by-layer polymer deposition, as well as polymer film co-rolling techniques, which are economical and well suitable for industrial scale-up.

This paper is organized as follows. We start, by comparing the operational principles of the TIR fibers and PBG fibers for applications in optical textiles. We then highlight technical advantages offered by the PBG fibers, compared to the TIR fibers, for the light extraction from the optical fibers. Next, we develop theoretical understanding of the emitted and reflected colors of a PBG fiber. Then, we demonstrate the possibility of changing the fiber color by mixing the two colors resulting from emission of guided light and reflection of the ambient light. After that, we present RGB yarns with an emitted color that can be varied at will. Then, we present light reflection and light emission properties of two PBG textile prototypes, and highlight challenges in their fabrication and maintenance. Finally, we study changes in the transmission spectra of the PBG Bragg fibers under mechanical strain. We conclude with a summary of the work.

3.3 Extraction of light from the optical fibers

The key functionality of a standard optical fiber is efficient guiding of light from an optical source to a detector. Currently, all the photonic textiles are made using the TIR optical fibers that confine light very efficiently in their cores. Due to considerations of commercial availability and cost, one frequently uses silica glass-based telecommunication grade fibers, which are even less suitable for photonic textiles, as such fibers are designed for ultra-low loss transmission with virtually undetectable side leakage. The main problem for the photonic textile manufacturers, thus, becomes the extraction of

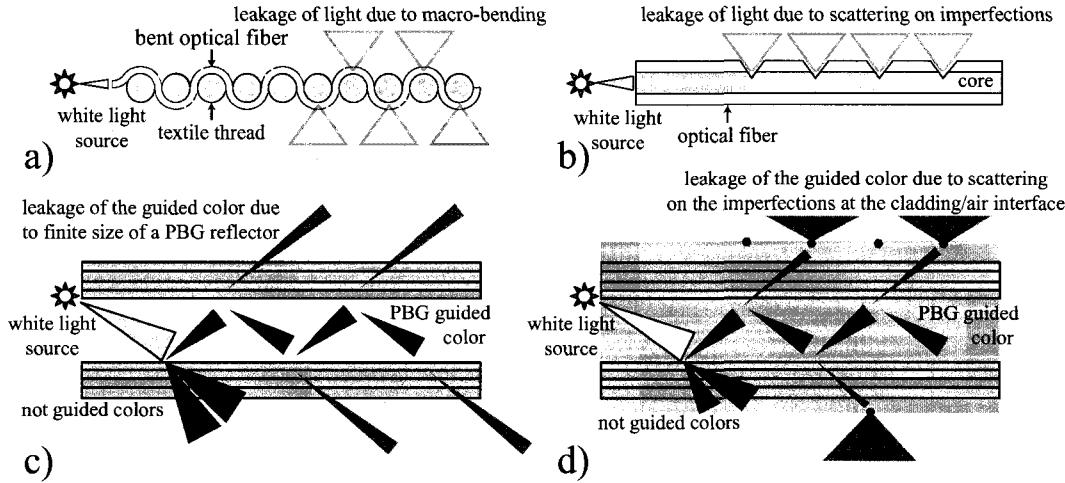


FIG. 3.1 Light extraction from optical fibers. a) Microbending in TIR fibers. b) Surface corrugation in TIR fibers. c) Leaky modes in straight hollow core PBG fibers. d) Leaky modes in straight low refractive index solid core PBG fibers with scatterers at the fiber/air interface.

light from the optical fibers.

Light extraction from the core of a TIR fiber is typically accomplished by introducing perturbations at the fiber core/cladding interface. Two most frequently used methods to realize such perturbations are macro-bending of optical fibers by the threads of a supporting fabric (see Fig. 3.1(a)), or scratching of the fiber surface to create light scattering defects (see Fig. 3.1(b)). Principal disadvantage of macro-bending approach is in high sensitivity of scattered light intensity on the value of a bend radius. Particularly, insuring that the fiber is sufficiently bent with a constant bending radii throughout the whole textile is challenging. If uniformity of the fiber bending radii is not assured, then only a part of a textile featuring tightly bend fiber will be lit up. This technical problem becomes especially acute in the case of wearable photonic textiles in which local textile structure is prone to changes due to variable force loads during wear, resulting in 'patchy' looking non-uniformly luminescing fabrics. Moreover, optical and mechanical properties of the commercial silica fibers degrade irreversibly when the fibers are bent into tight

bends (bending radii of several mm) which are necessary for efficient light extraction, thus resulting in somewhat fragile textiles. Main disadvantage of scratching approach is that mechanical or chemical methods used to roughen the fiber surface tend to introduce mechanical defect into the fiber structure, thus resulting in weaker fibers prone to breakage. Moreover, due to random nature of mechanical scratching or chemical etching, such post-processing techniques tend to introduce a number of randomly located very strong optical defects which result in almost complete leakage of light at a few singular points, making photonic textile appearance unappealing.

In this work we demonstrate that using photonic bandgap fibers in place of TIR fibers eliminates many technological problems associated with light extraction from optical fibers, while also allowing additional functionalities. Although, the following discussion holds for any PBG fiber, we structure our presentation around hollow and solid core PBG Bragg fibers (see Fig. 3.1(c), and (d)) that we fabricate in our laboratory. Hollow core Bragg fiber (Fig. 3.1(c)) consists of an air-filled core surrounded by a periodic sequence of high and low refractive index layers forming a so-called Bragg reflector (Johnson et al., 2001). Distinguished feature of such a reflector is the presence of bandgaps - spectral regions of high reflector efficiency caused by the interference effects inside a periodic multilayer. In a Bragg fiber, light with frequency inside of a reflector bandgap can be effectively confined in the fiber hollow core through reflections from a surrounding periodic reflector. Effective refractive index of a core guided mode is typically somewhat smaller than that of air filling the core. In practice, due to finite number of layers in the multilayer, there is always tunnelling and leakage of light sideways across the reflector. By changing the number of reflector layers one can control the leakage rate. Thus, for energy transmission applications one wants to increase the number of reflector layers to suppress radiation loss, while for illumination applications one wants to choose a relatively small number of reflector layers to allow sizable sideway irradiation. Another characteristic feature of bandgap guidance is wavelength filtering. Particularly, when

launching white light into a PBG fiber, only a particular color defined by the bandgap will be guided, while all the other colors will be irradiated out of the waveguide after the few cm of propagation (see Fig. 3.2(a)). The key advantage of the hollow core PBG fiber technology for photonic textiles is in the fact that such fibers can emit guided radiation sideways without the need of any mechanical deformations. Moreover, emission rate and the color of irradiated light can be controlled by varying the number of layers in the reflector, and the reflector layer thicknesses, respectively. Additionally, color emitted by PBG Bragg fiber is very stable as it is mostly defined by the geometry of a PBG reflector rather than spectral content and stability of the light source or chemical additives such as dyes.

As we have mentioned earlier, in the visible spectral range both silica (Russel, 2006; Vienne et al., 2004) and polymer-based hollow PBG fibers (Argyros et al., 2001) have been recently demonstrated, with some of the PBG fibers even available commercially for the visible-near IR (Crystal-fibre, 2008) and mid-IR ranges (Omniguide, 2008). However, the cost of such fibers is in hundreds of dollars per meter due to challenges in their fabrication. To address this issue, our group has developed all-polymer low refractive index solid core PBG fibers (Fig. 3.1(d)) (Dupuis et al., 2007b; Gao et al., 2006), which are economical and well suitable for industrial scale-up. Such fibers are significantly easier to manufacture than hollow core PBG fibers, therefore their cost is expected to be much lower. Similar to the hollow core fibers, geometry of a solid core PBG fiber features periodic reflector made of a sequence of high and low refractive index layers. The reflector surrounds a low refractive index core, which is typically made of the same material as the low refractive index layers of a periodic reflector. Guidance in the low refractive index core of a fiber is enabled by the bandgap of a surrounding reflector, with non-guided colors leaking through the reflector and into the fiber cladding. Effective refractive index of a core guided mode in a solid core PBG fiber is somewhat smaller than that of a core refractive index, while larger than refractive index of air. Because of that,

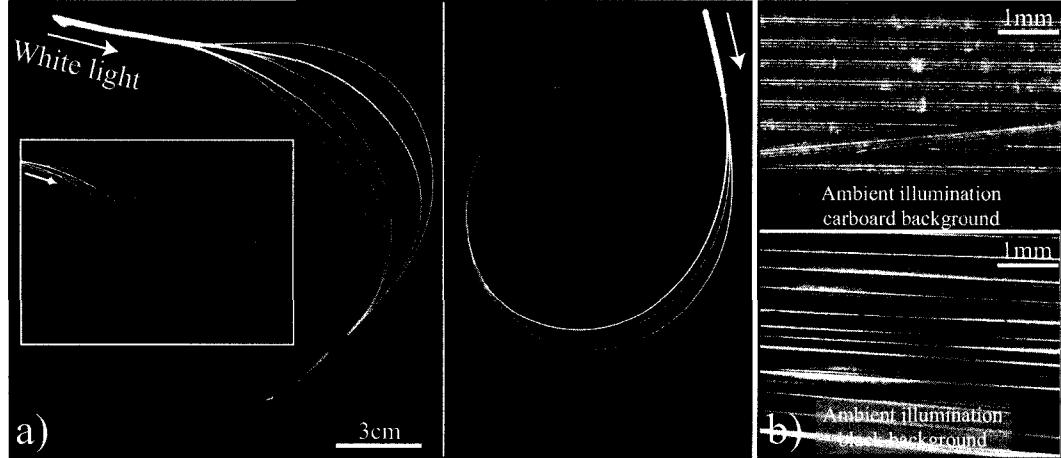


FIG. 3.2 Colorful PBG Bragg fibers. a) When launching white light into the Bragg fibers, after a few cm from the coupling end the fibers appear intensely colored. Color of an individual fiber is defined by the spectral position of the fiber reflector bandgap. b) Under ambient illumination, semi-transparent Bragg fibers appear colored again. Fiber color in reflection of the ambient light can be different from the color due to emission of guided light.

light that leaks from the fiber core and into the cladding will be contained in the fiber cladding material. In this respect, the fiber exhibits an overall TIR guidance and no sideways emission of light is expected. In practice, due to a large number of imperfections at the fiber cladding/air interface (dust, scratches, etc.), light in the cladding is always efficiently irradiated outside of the fiber.

It is important to note a significant difference in the complexity of light extraction in traditional TIR fibers versus low refractive index solid core Bragg fibers. In conventional TIR fibers one has to introduce perturbations at the core/cladding interface which is located well inside of the fiber structure, while in solid core Bragg fibers one only has to introduce perturbation at the outer fiber/air interface, which is significantly easier to accomplish. Moreover, in conventional TIR fibers, light emission rate is controlled directly through the average strength of the otherwise randomly distributed perturbations. In contrast, in solid core Bragg fibers, light emission rate (from the core into the clad-

ding) is controlled by the number of layers in the Bragg reflector, while for the emission from the cladding into air one only has to assure an efficient light scattering at the fiber/air interface. As a direct consequence of these differences, light emitted by the solid core Bragg fibers appears very uniformly distributed over the fiber length, and no bright spots are typically observed (see Fig. 3.2(a)).

In Fig. 3.2(a) we present photographs of 20cm sections of various solid core Bragg fibers fabricated from the same preform, while drawn to different outside diameters. Under the injection of white light, the fibers are glowing uniformly along their lengths with reach distinct colors defined by the bandgaps of their corresponding Bragg reflectors. Moreover, even in the absence of guided light, the fibers appear colored when externally illuminated (see Fig. 3.2(b)), while remaining semi-transparent due to transparency of plastics used in the fiber fabrication.

3.4 Understanding the colors of PBG fibers

In our laboratory we fabricate solid and hollow core PBG Bragg fibers using layer-by-layer deposition of polymer films, as well as co-rolling of commercial and home-made polymer films around the core mandrel (Dupuis et al., 2007b; Gao et al., 2006). Photographs of a typical solid core fiber preform and a resultant fiber are presented in Fig. 3.3(a). For fabrication of Bragg fibers we mainly use two material combinations, which are polystyrene (PS)/poly(methyl methylacrylate) (PMMA) and polycarbonate (PC)/poly(vinylene difloride) (PVDF) featuring the refractive index contrasts of 1.6/1.48 and 1.58/1.4 respectively. To describe guided states in such fibers one typically starts with finding the bandgaps of a Bragg reflector. In Fig. 3.3(b) we present a typical band diagram (frequency versus the propagation constant) of the guided modes of an infinite planar periodic reflector fabricated from PMMA/PS and having layers of equal thicknesses $d = 430\text{ nm}$. Gray regions in the band diagram describe states delocalized over

the whole periodic reflector. Such states are efficiently irradiated out of the fiber on the imperfections at the fiber/air interface. Thus, when launching white light into the fiber (see Fig. 3.2(a)), states delocalized over the whole fiber crosssection are typically irradiated after the first few cm of propagation. Clear regions in Fig. 3.3(b) define regions of phase space where no delocalized states exist inside of the periodic reflector, these are the reflector bandgaps. Bragg reflector can, therefore, confine light in the fiber core if the frequency and angle of incidence (propagation constant) of guided light falls into the reflector bandgap. As the core size of Bragg fiber is very large (compared to the wavelength of operation), light propagation inside of the fiber core can be envisioned as a sequence of consecutive bounces of rays travelling at shallow angles with respect to the core/reflector interface. Effective refractive index of such rays is close, while somewhat smaller than that of a core material. Dispersion relation of the Gaussian-like fundamental core guided mode (shown in Fig. 3.3(b) as a solid red curve), therefore, appears inside of the Bragg reflector bandgap, and is positioned somewhat above the light line of a core material. Dispersion relations of the higher-order higher-loss core modes (not shown in Fig. 3.3(b)) are positioned further above the light line of the core material, while propagation of such modes within the fiber core is characterized by steeper incidence angles onto the core/reflector interface. The color guided by the fiber core is, therefore, defined by the spectral region corresponding to the intersection of a core material light line with the reflector bandgap. Spectral position of a reflector bandgap (guided color) can be varied at will by changing the thicknesses of the reflector layers, with thicker layers resulting in bandgaps positioned at longer wavelengths. Practically, layer thicknesses are varied by drawing the same preform to fibers of various diameters.

It is important to note that although bandgap position is determined solely by the geometry of a reflector, the color of guided light is rather determined by the intersection of the light line of a fiber core material with reflector bandgap (red solid line in Fig. 3.3(b)). From the basic theory of the low refractive index-contrast fibers it follows that the center

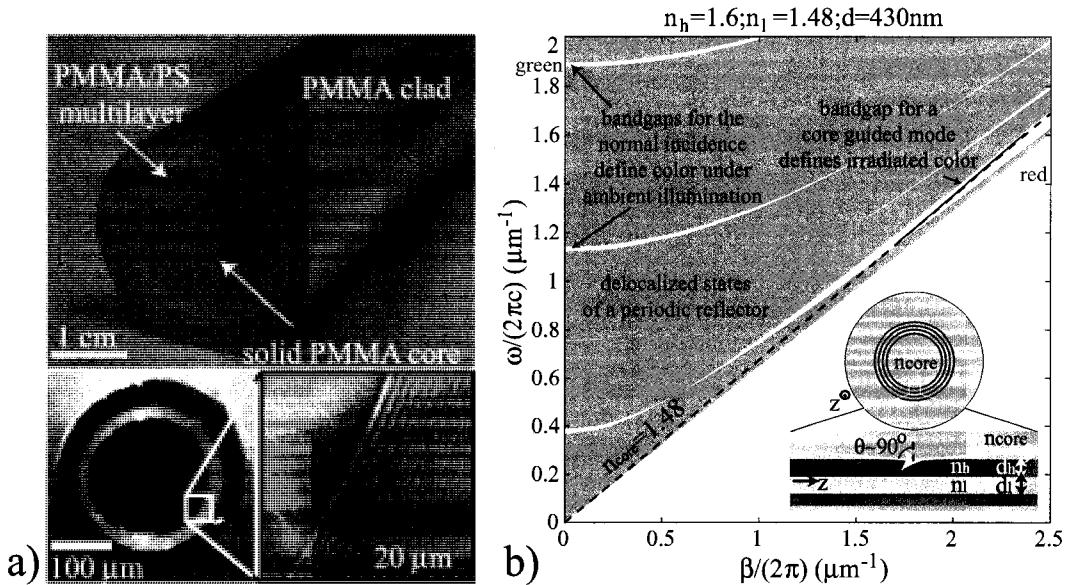


FIG. 3.3 a) Solid core plastic Bragg fiber preform and a resultant fiber. b) Band diagram of the modes of a solid PMMA core Bragg fiber with a PMMA/PS reflector. Colors of the emitted and reflected light from the Bragg fibers are determined by the positions of the fiber reflector bandgaps.

wavelength λ_c of the reflector bandgap is given by :

$$\frac{\lambda_c}{2} = d_h \sqrt{n_h^2 - n_c^2} + d_l \sqrt{n_l^2 - n_c^2}, \quad (3.1)$$

where n_c is the core refractive index, $n_{h,l}$ are the refractive indices of the high and low refractive index layers in the fiber Bragg reflector, while $d_{h,l}$ are the corresponding layer thicknesses. As follows from Fig. 3.3(b) and expression (3.1), one can actively change the color of the guided light by either changing the thickness of the reflector layers, or by changing the value of the core refractive index. The former can be implemented by stretching the fiber. The latter can be implemented by filling the hollow core of a PBG Bragg fiber with a material whose refractive index can be changed by varying certain environmental parameters such as temperature or electric field. One class of such materials are liquid crystals that have already been successfully applied to tune bandgap

positions in various PBG systems (Busch and John, 1999; Fudouzi and Xia, 2003; Larsen et al., 2003).

Additionally, even with no light travelling inside a fiber, while only under the ambient (external) illumination, the PBG Bragg fibers still appear colored (see Fig. 3.2(b)). Typically, the fiber color in the far field is determined by the reflection properties of the fiber Bragg reflector under the normal light incidence ($\beta=0$). From Fig. 3.3(b) it is clear that for low refractive index-contrast all-polymer Bragg fibers, the bandgap of a reflector at normal incidence is, generally, located at a different spectral position than the reflector bandgap that supports core guided mode. Therefore, the fiber color under ambient illumination is, generally, different from the fiber color due to irradiation of the core guided light. This opens an interesting opportunity of adjusting the overall fiber color by controlling the relative intensities of the ambient and propagating light. Finally, we note that when operating within higher order bandgaps of the fiber Bragg reflector, the color of guided light can be both of higher or lower frequency than the color of the fiber under ambient illumination.

3.5 Color-changing textiles under the variable ambient illumination

One of the unique properties of the PBG fiber-based textiles is their ability to change its overall color by mixing the color of reflected ambient light with the color of the irradiated guided light. Consider schematic of a hollow core PBG fiber shown in Fig. 3.4(a). As it was detailed in the previous section, when launching white light into such a fiber, only the color guided by the reflector bandgap will propagate along the fiber, while all the other colors will be lost to radiation in the first few cm of propagation. Due to finite number of layers in the reflector, guided color will slowly leak out of the fiber core and scatter on the imperfections at the fiber/air interface, thus resulting in fiber coloration. On the other hand, under ambient illumination, and in the absence of guided light, such

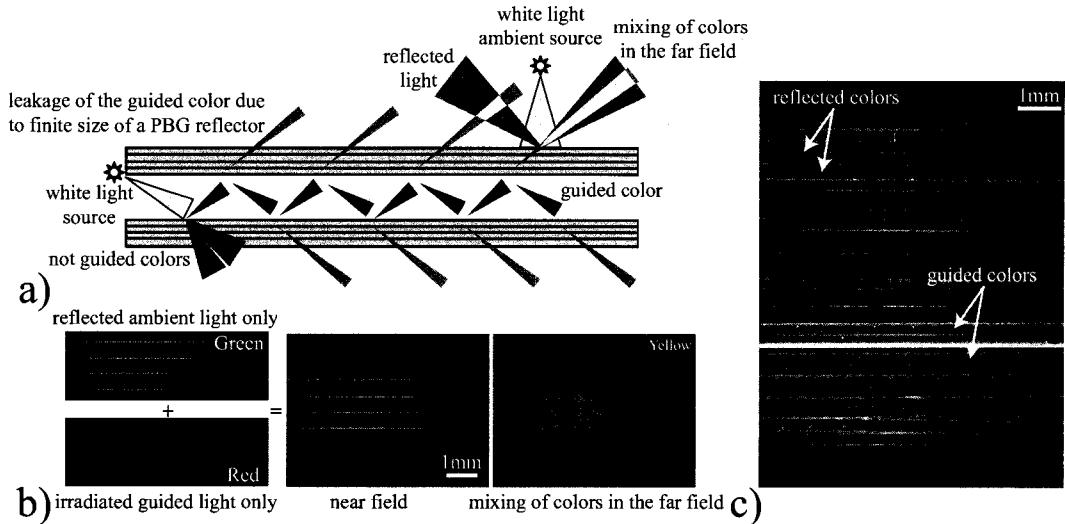


FIG. 3.4 a) Schematic of a color changing fiber. Color of a PBG fiber can be varied by mixing the emitted guided color with the reflected color from ambient illumination. b) Experimental demonstration of color mixing. c) A collection of lit fibers under strong ambient illumination. Both the emitted guided colors (especially visible at the fiber peripheries) and the reflected colors (especially visible along the fiber center lines) are visible.

fibers will again be colored (see Fig. 3.2(b)). This, however, is due to the reflection of a particular color by the reflector bandgap at close to normal angles of incidence of the ambient light (see Fig. 3.4(a)). As it was demonstrated in the previous section, color of the reflected ambient light is, generally, different from the color of the irradiated core-guided light. Therefore, when both the ambient illumination and guided light are present, the overall color of the fiber will be determined by mixing of the two colors in the radiation far field. This opens an interesting possibility of actively controlling the fiber color by controlling the relative intensities of the ambient and guided light.

In Fig. 3.4(b) we present practical demonstration of a color-mixing concept. In this experiment four fibers were suspended in air parallel to each other. The picture at the bottom left of Fig. 3.4(b) was taken in the dark with light going through the fiber, showing red coloration of the fiber. The picture at the top left of Fig. 3.4(b) was taken under the la-

boratory illumination and no light going through the fiber, showing green coloration of the fiber. When allowing both ambient illumination and guided light (middle picture in Fig. 3.4(b)), the resultant appearance of the fibers in the near field is a collection of green and red stripes. When defocusing the microscope from the fiber surface (right picture in Fig. 3.4(b)) we get, effectively, an image of the fibers in the far field, which reveals a resultant yellow color of the fiber bundle. Note that the backgrounds always appear black even for the photos captured under the laboratory illumination. This is due to the fact that to take the pictures of fibers we have used a 5x microscope. As the fibers were suspended in air, there was no reflective background in the field of view of a microscope, thus resulting in the black backgrounds in the photos. Finally, in Fig. 3.4(c) we show a collection of several randomly chosen lit fibers under ambient illumination with both the emitted and reflected colors clearly visible.

3.6 Color-on-demand textiles using RGB yarns

To implement a PBG fiber-based textile capable of changing its emissive color one can employ RGB yarns. Particularly, consider a braid made of 3 Bragg fibers having red (R), green (G) and blue (B) emissive colors (see Fig. 3.6(a)). The resultant color emitted by a RGB yarn can be adjusted by controlling the intensities of white light launched into the individual R, G or B fibers. In principle, one can use a single white light source with an unbalanced 1x3 splitter shown in Fig. 3.6(b). Advantage of this approach is that the color emitted by such a textile will be very stable over time and largely independent of the fluctuations in the intensity of a light source. Moreover, in the event of failure of a white light source one has to simply substitute it with a source of comparable emission spectrum with no re-calibration of the fiber color necessary. In comparison, traditional photonic textiles based on TIR fibers use three different light sources of R, G and B colors for adjusting the overall color of a textile. Relative intensities of the three light

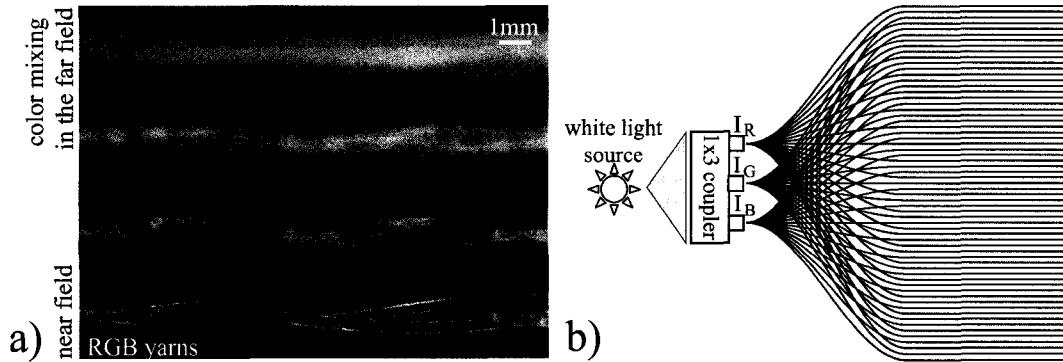


FIG. 3.5 a) RGB yarn in the form of a braid of three fibers of R, G and B colors. b) Schematic of a color-on-demand textile setup.

sources have to be monitored and maintained constant over time to avoid color drift. In the event of failure of one of the light sources one has to replace it and recalibrate the fiber color by adjusting the relative intensities of all the three sources.

Similarly, in the reflection mode, textile color can be designed by mixing in the proper proportion fibers of different reflected colors. Moreover, fibers having the same reflected color (for example, pink in Fig. 3.4(c)) can have different emissive colors (cyan, blue and pink in Fig. 3.4(c)). This opens an opportunity of designing a monochromatically colored textile under ambient illumination, which is, nevertheless, capable of having any resultant color through emission of R, G and B colors. Such color-changing textiles could find their use in uniforms, signage and machine vision. As no chemical colorants are used in the fabrication of the PBG fiber-based textiles, and as only white light sources are necessary to light them up, such textiles can prove to be more stable over the time and easier to maintain than their traditional counterparts.

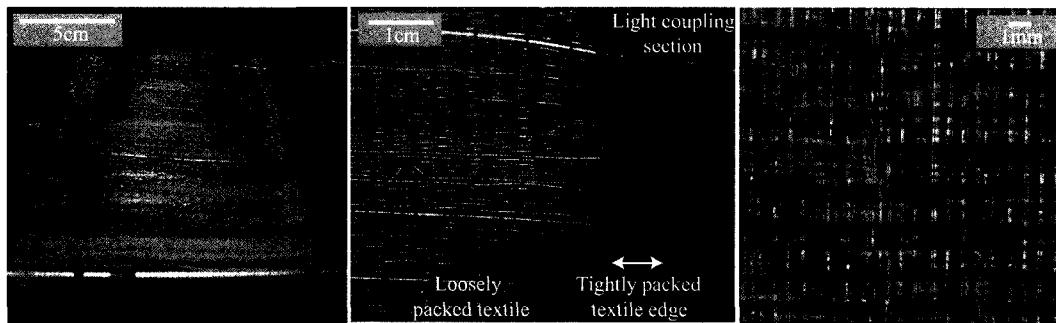


FIG. 3.6 PBG Bragg fiber-based textile with a white silk matrix. When externally illuminated the textile appears highly reflective showing stripes of different colors. When looked closely, the colored stripes are made of fibers of similar diameters; supporting silk ground cloth is visible through the transparent colored fibers.

3.7 Experimental realization of the PBG fiber-based textiles

In what follows we present two prototypes of the PBG fiber textiles.

3.7.1 Prototype I

In Fig.3.6 we present photographs of the first 15cmx15cm textile prototype which was created by weaving the Bragg fibers into the matrix of white silk. About 200 m of continuous colored Bragg fiber was created in a single draw. Fiber preform was fabricated by co-rolling of the two commercial 50 μm thick PMMA and PS films around 1in diameter PMMA rod. The fiber diameter was varied in the range 100 – 500 μm during the production run to get the fibers of different colors. Fiber propagation loss for the fabricated batch was in the 10 – 20 dB/m range (higher loss for smaller diameter fibers) in the visible, while the fiber numerical aperture (NA) in the visible varied between 0.15 and 0.38 with higher NA for the larger diameter fibers.

The sample was hand woven on a Dobby loom and specific weave structures were used

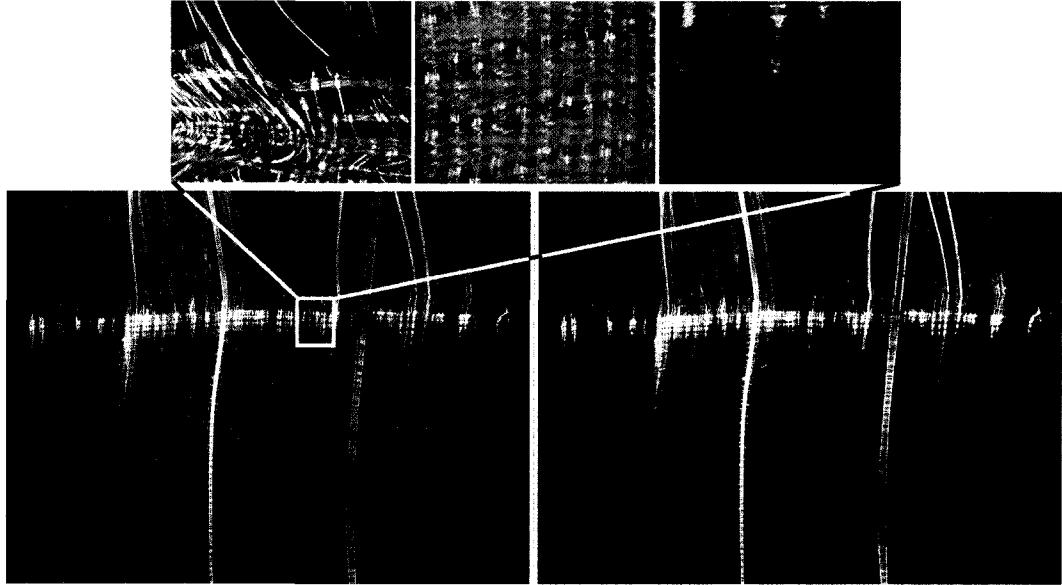


FIG. 3.7 Launching light into a PBG fiber-based textile under the medium ambient illumination and in the dark (view from the top). At the tightly weaved textile edge strong radiation loss is observed due to macro-bending of small diameter fibers. Thicker fibers persist into textile without too much bending at the edge, lighting up the sample with the guided color.

to place as much of the optical fiber as possible on the white silk matrix, or ground cloth, so that the fibers could emit and reflect the maximum amount of light. As it is standard in textile manufacturing, several rows of tightly packed threads at the textile sides were used to hold the textile and fibers firmly together. Fibers on one end of a textile were extended outside of a sample for further connectorisation and light launching. Thus fabricated photonic textile appears colored and reflective when externally illuminated. When looked closer the textile shows colored stripes made of fibers with similar diameters and coloration. Finally, when looked even closer one distinguishes a white silk matrix visible through the semi-transparent colored fibers.

When launching white light into a textile sample (see Fig. 3.7) we note that light propagates easily through the coupling section containing mostly straight fibers, resulting in

a collection of brightly lit fibers of every color. At the textile edge, the fibers are held by rows of tightly packed silk threads causing thinner fibers to experience strong macro-bending, and resulting in extensive light loss. In contrast, thicker fibers, which are less prone to bending, persist inside of a textile and light it up through emission of guided color.

3.7.2 Prototype II

In Fig. 3.8 we present photographs of a second $20 \times 20 \text{ cm}$ textile prototype which was created by weaving the PBG Bragg fibers into the matrix of black silk. Before weaving, individual fibers were roughly sorted by their two colors in reflection and emission modes. Therefore, both unlit and lit textile appears to be made of wide bands of distinct colors. Fibers for the second prototype were made to have larger diameters to avoid the problem of excessive light loss due to textile induced fiber bending. Particularly, fiber preform was fabricated by co-rolling around a PMMA rod of the home-extruded PMMA and PS films each of less than $20 \mu\text{m}$ of thickness. As we have started with thinner reflector layers in the preform, we needed smaller drawdown ratios (compared to that of the first prototype) to result in the same size of the reflector layers as in the case of the first prototype. As a consequence, fibers in the second prototype were significantly larger and more mechanically robust than the fibers in the first prototype, while having similar colors both in reflection and emission modes. Overall, about 200 m of continuous fiber was produced. Fiber diameter was varied in the range $300 - 600 \mu\text{m}$ during the production run to get the fibers of different colors. Fiber propagation loss for the fabricated batch was in the range of $\sim 5 - 10 \text{ dB/m}$ (higher loss for smaller diameter fibers) in the visible part of a spectrum.

The second sample was also hand woven on a Dobby loom, however, unlike in the first prototype, care was taken not to create tightly packed threads at the textile sides in order

to avoid an excess bending induced loss at the textile input and output edges. Fibers on one end of a textile were extended outside of a sample for further connectorisation and light launching. Thus fabricated photonic textile appears colored when externally illuminated (Fig. 3.8(a)). When looked closer the textile exhibits colored bands made of fibers with similar diameters and coloration. When launching white light into a textile sample (see Fig. 3.8(b)) light flows easily over the textile input edge, exhibiting a number of brightly lit wide bands of distinct colors.

In Fig. 3.8(c) we compare the appearances of various textile patches under the ambient illumination with or without the light going through the fibers. Note that the same patch looks differently depending on whether the textile is lit or not. This opens a possibility of controlling the resultant textile color by balancing the intensities of the guided and ambient light.

In Fig. 3.9(a) we present a complete view of a PBG fiber textile including the light coupling setup. Textile fibers are batched into two groups, each one is butt-coupled to one of the two fiber bundles coming out of the $\sim 100\text{ W}$ Edmund Optics halogen lamp source. The picture is taken under the normal ambient illumination in the laboratory. The textile is lit, and the white light source is powerful enough so that the colors emitted by the textile are dominating the textile colors due to ambient illumination even under standard laboratory illumination. For comparison, in Fig. 3.9(b) we present the same lit textile in the dark.

Finally, we note that as power leaks out of the fiber, the optical power carried along the fiber decreases exponentially with travelled distance, thus resulting in non-uniform brightness of a photonic textile. This problem is common to all fiber-based textiles. The simplest solution is to ensure that textile dimension is much smaller than a characteristic decay length of light in the fiber. In principle one can also resort to fabrication of non-uniform fibers to compensate for the decay in the transmitted light intensity by forcing

more light to escape closer to the fiber end.

3.8 Optical response of plastic PBG fibers to mechanical stretching

Finally, we would like to discuss another interesting feature of plastic PBG fibers, which is change in their optical properties under mechanical influence. We have previously mentioned that scaling of Bragg fiber geometry leads to the shift in the reflector bandgap position, and as a consequence, to the change in the fiber transmitted and reflected colors. One would expect that under mechanical strain, fiber dimensions would vary, thus having an impact on both the fiber appearance and transmission spectrum.

In order to verify this experimentally, a piece of Bragg fiber was attached to two rigid blocks, with one of the blocks (at the fiber output) being translated along the fiber axis using a linear stage, thus applying a measurable strain on a fiber sample (see inset in Fig. 3.10(a)). The linear stage at the output end also hosted a lens assembly for collimating the transmitted light (fiber output end placed at the focal plane of the lens). Optical transmission spectra were then acquired with the aid of a monochromator for various fiber elongations reaching up to 2.2cm with the initial distance between the fiber clamps of $\sim 43\text{ cm}$. During the experiments we made sure that changes in the recorded spectra were not due to translation of the setup optics.

Measured transmission spectra are presented in Fig. 3.8(a). As fiber relative elongation progressively increases from 0 % to 5 %, fiber transmission peak shifts towards shorter wavelengths, while attenuation increases. We presume that shift of the fiber transmission peak is due to spectral shift of the Bragg fiber bandgap. Particularly, we expect that due to fiber strain the fiber transverse crosssection contracts proportionally, thus resulting in a blue shift of a Bragg fiber bandgap. Decrease in the transmitted power can be explained in two ways. First, the two rigid clamps used to secure the fiber in place prevent about

2cm of fiber on each end to expand compared to the rest of the fiber. When strain is applied the clamped fiber will have a bandgap positioned somewhat differently from the one of a suspended fiber. This will amount to the increased loss as the transmission peak for a suspended fiber will be located closer to the bandgap edge of a clamped fiber. The net effect will be that of a transmission through a series of three somewhat mismatched narrow band filters. Another possible reason for the increase in fiber attenuation is the increase in the amount of the fiber structural defects due to applied strain.

Moreover, from the transmission data of Fig. 3.10(a) one can also deduce the dependence of the transmission peak wavelength with respect to the relative elongation of the Bragg fiber. Fig. 3.10(b) shows that transmission peak shift is linear with the fiber elongation having a slope of $1.73 \text{ nm}/\%$. Thus, for the maximal fiber elongation of 5 % we observe 8.5 nm shift in the transmission peak position. Sensitivity of the fiber transmission and reflection spectra to the mechanical strain could lead to applications of such fibers as distributed sensors or indicators. Moreover, when fiber is left under strain for an extended time period, such a strain could become permanent in polymer fibers, thus allowing for tuning of the fiber color and transmission spectrum.

3.9 Conclusions

We have presented an implementation of a photonic textile based on plastic Photonic Band Gap Bragg fibers for potential applications in smart cloths, signage and art. It was established that under ambient illumination Bragg fibers appear colored due to optical interference in their microstructure. As Bragg fibers guide light in the low refractive index core by photonic bandgap effect they naturally emit sideways a portion of guided color without the need of mechanical perturbations, which is their key advantage over traditional TIR fibers. Moreover, we have demonstrated Bragg fibers that reflect one color when side illuminated, and emit another color while transmitting the light. We

then showed that by controlling the relative intensities of the ambient and guided light the overall fiber color can be varied. General implementation of the color-on-demand textiles using RGB yarns in the form of tri-fiber braids was discussed. It was established that another key advantage offered by PBG fibers in application to photonic textiles is stability of the emitted color over time. Moreover, we showed that emitted color of the PBG fiber can be tuned by applying strain. Finally, compared to other existing PBG fibers, all-plastic Bragg fibers currently offer the most economical solution required by the textile applications.

3.10 Author contributions

Research group at the Department of Engineering Physics, École Polytechnique de Montréal (EPM) was responsible for the design and fabrication of the PBG Bragg fibers, as well as optical characterization of the photonic textiles. Groups at the Department of Chemical Engineering, EPM, and Industrial Materials Institute, NRC, were responsible for the materials preparation and extrusion of films for the fiber preform fabrication, as well as some drawing experiments. Group at the University of the Arts was responsible for weaving of the textile samples.

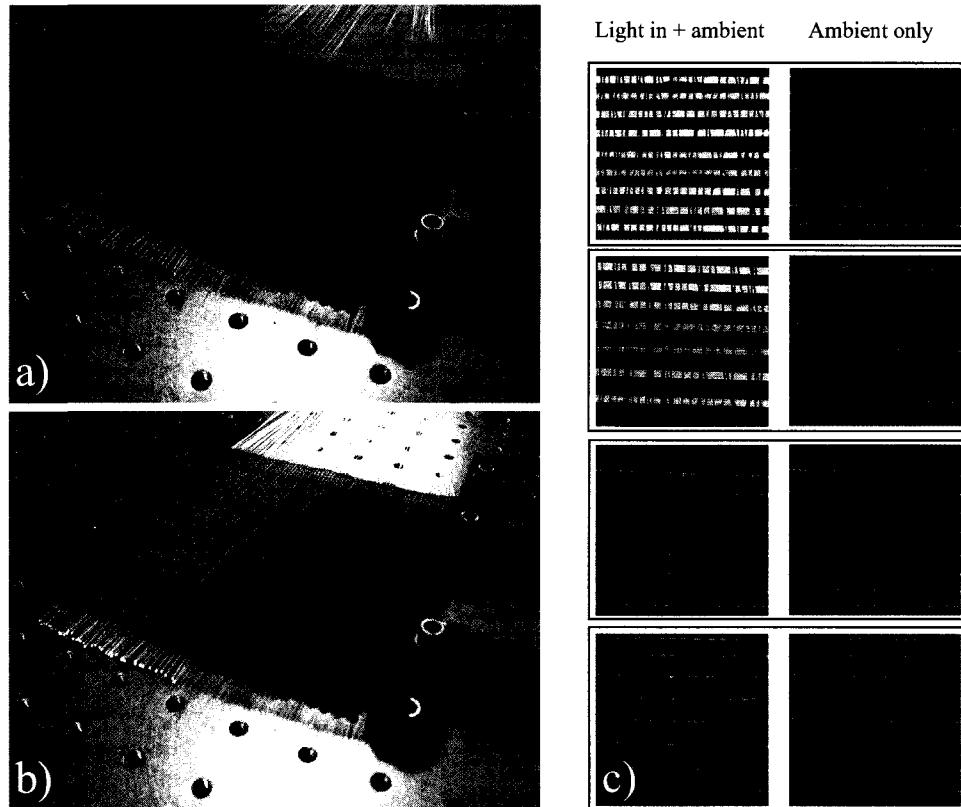


FIG. 3.8 PBG Bragg fiber-based textile with a black silk matrix. Before weaving, individual fibers were roughly sorted by their two colors in the reflection and emission modes. Therefore, both unlit and lit textile appears to be made of wide bands of distinct colors. a) Textile appearance under ambient illumination. b) Textile appearance when the white light is launch into it, while still under the ambient illumination. c) Colors of various textile patches under ambient illumination with or without the light going through the fibers.

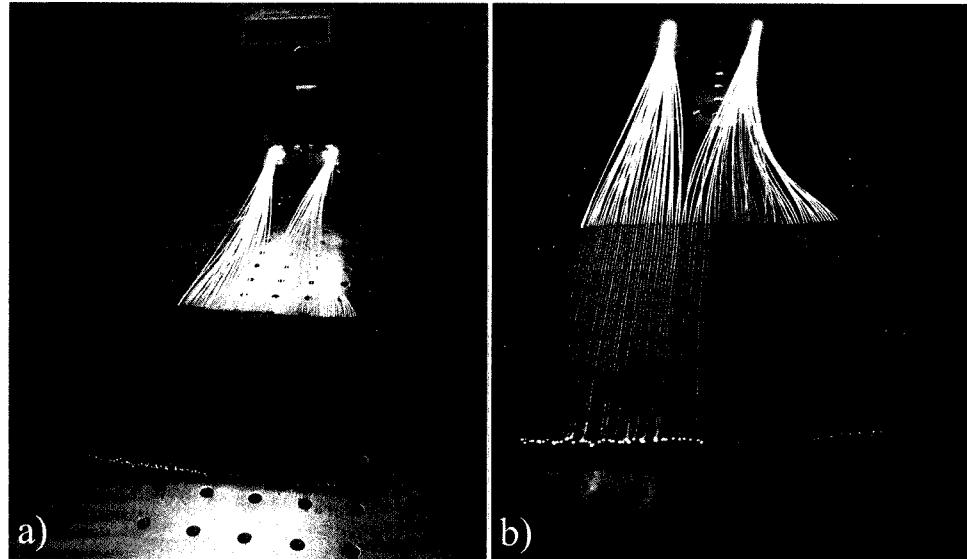


FIG. 3.9 PBG fiber textile and light coupling setup. a) Lit textile under the normal ambient illumination in the laboratory. b) Lit textile in the dark.

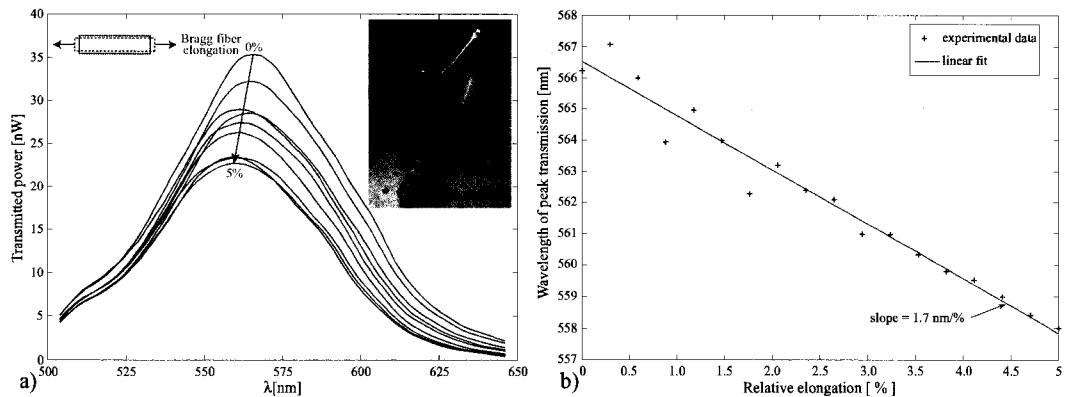


FIG. 3.10 Stretching of plastic Bragg fibers. a) Transmission spectra of a Bragg fiber sample subjected to longitudinal stretching. Fiber elongation results in the shift of the fiber transmission peak to shorter wavelengths due to Bragg reflector thinning. In the inset : photo of an experimental setup. Collimated beam of a supercontinuum white light source is injected into a Bragg fiber sample which is clamped at both ends to the rigid support blocks. b) Linear shift of the transmission peak wavelength with respect to the Bragg fiber elongation with a slope of $1.73 \text{ nm}/\%$.

CHAPITRE 4

CAPTEURS PLASMONIQUES BASÉS SUR DES GUIDES D'ONDES PLAN À BANDE PHOTONIQUE INTERDITE

Ce chapitre fait état des travaux de recherche effectués sur une nouvelle génération de capteurs plasmoniques basés sur des guides d'onde à cristaux photoniques. Il s'appuie sur la vaste contribution de notre groupe de recherche à la culture scientifique des capteurs plasmoniques (Skorobogatiy and Kabashin, 2006a; Skorobogatiy and Kabashin, 2006b; Hassani and Skorobogatiy, 2006; Gauvreau et al., 2007; Skorobogatiy and Kabashin, 2007; Hassani and Skorobogatiy, 2007c; Hassani and Skorobogatiy, 2007b; Hassani and Skorobogatiy, 2007a; Hassani et al., 2008b; Hassani et al., 2008a). En complément à l'article "*Photonic bandgap fiber-based Surface Plasmon Resonance sensors*" présenté au chapitre 5 qui traite de capteurs basés sur des fibres à bande photonique interdite, nous présenterons plus en détails un concept de détecteur planaire. Le motif de nos travaux est d'abord introduit, suivi d'une présentation de notre proposition, des manipulations tentées et de la seconde ronde de conception qui s'est avérée requise. La démarche de validation expérimentale en cours ainsi que les impacts potentiels de notre recherche sont finalement présentés.

4.1 Motif de la recherche

4.1.1 État de la technologie

Un plasmon constitue une résonance collective des électrons libres d'un métal s'opérant à des fréquences optiques. Plus particulièrement, celle-ci peut se comporter à la manière

d'une onde électromagnétique progressive localisée à l'interface entre un métal et un diélectrique. La conductibilité électrique finie des métaux rend les plasmons de surface extrêmement atténuants et leur portée ne dépasse généralement pas 1 *mm*. Étant fondamentalement basés sur un phénomène résonnant, ils sont de plus très sensibles aux conditions de leur excitation, notamment au milieu diélectrique voisin. Le comportement pour le moins dramatique des plasmons de surface permet d'en dériver des dispositifs ultra-sensibles à haut degré d'intégration. Différentes mises en oeuvre de capteurs réfractomètres ont été démontrées avec succès au cours des dernières années (Liedberg et al., 1983; Melendez et al., 1996; Zhang and Uttamchandani, 1988; Kabashin and Nikitin, 1998; Grigorenko et al., 1999). Ils permettent la détection d'infimes variations de l'indice de réfraction d'un échantillon au moyen d'une interrogation optique de nature spectrale, angulaire, de la phase ou de l'intensité. Ces dispositifs trouvent par exemple des applications pour la détection de gaz et le suivi en temps réel d'événements de liaison biochimiques.

À l'instar des modes optiques conventionnels, l'excitation des plasmons de surface se réalise en faisant coïncider la phase d'un faisceau optique incident avec celle du mode plasmonique. Il suffit que la composante parallèle à l'interface du vecteur d'onde initiateur soit égale à celle du mode plasmonique à la longueur d'onde d'opération. Cette condition d'accord de phase peut facilement se réaliser dans la configuration Kretschmann (Kretschmann and Raether, 1968) illustrée à la figure 4.1. Un faisceau sonde transverse magnétique (dont le champ électrique est dans le plan d'incidence *yz*) et monochromatique frappe la couche métallique en condition de réflexion totale interne à un angle θ de manière à réaliser l'accord de phase sur k_z . Toute déviation angulaire ou spectrale provoquant un écart des valeurs, k_z réduit dramatiquement le couplage énergétique vers le mode plasmonique, ce qui résulte en une atténuation réduite du faisceau optique sonde. Le principe de réfractométrie repose sur le fait que la constante de propagation du mode plasmonique varie de façon importante avec l'indice de réfraction du milieu bor-

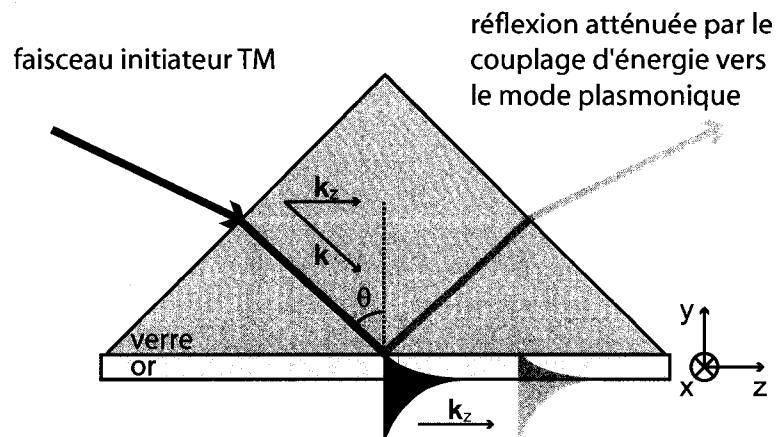


FIG. 4.1 Excitation d'une onde plasmonique de surface dans la configuration Kretschmann. Une combinaison spécifique d'angle d'incidence θ et de longueur d'onde d'un faisceau optique TM est susceptible de satisfaire la condition d'accord de phase sur k_z et exciter une onde plasmonique de surface. Une portion importante de l'énergie est couplée vers ce mode atténuant résultant en une réduction dramatique de l'intensité du faisceau réfléchi. Comme le vecteur d'onde k_z propre au mode plasmonique est fortement dépendant de l'indice de réfraction du milieu voisin à l'interface métallique, la condition d'accord de phase peut être utilisée comme principe de mesure. Le mode plasmonique de surface prend l'apparence d'une onde évanescante qui s'étend sur quelques dizaines et centaines de nm dans le métal et dans l'échantillon, respectivement.

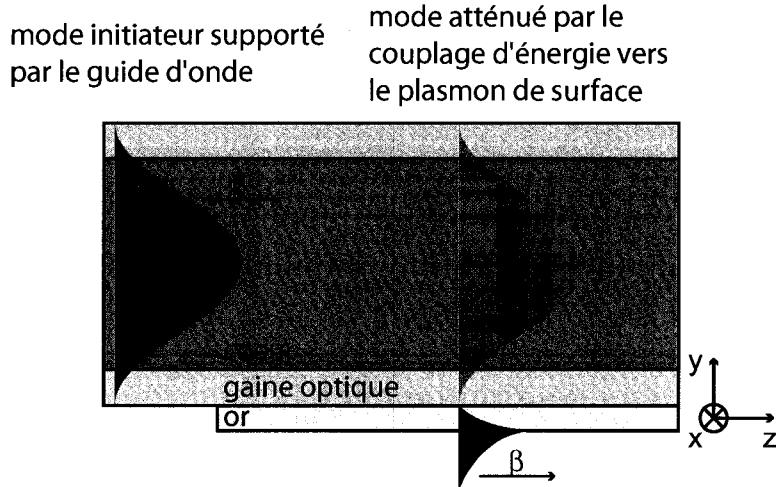


FIG. 4.2 Excitation d'une onde plasmonique de surface par couplage à un guide d'onde. La condition d'accord de phase est cette fois réalisée en faisant correspondre la constante de propagation β d'un mode guidé au vecteur d'onde du mode plasmonique. Il y a transfert d'énergie du coeur vers le plasmon résultant en une baisse significative de l'intensité du flux optique guidé.

dant la couche métallique. Ainsi, selon cet indice, le couplage énergétique vers le mode plasmonique s'opère à une autre valeur d'angle d'incidence ou de longueur d'onde.

La recherche d'une alternative moins coûteuse, plus simple et mieux intégrée que la configuration en champ libre de Kretschmann a encouragé l'étude de capteurs plasmoniques basés sur des guides d'onde de différentes natures. L'excitation du mode plasmonique est cette fois réalisée en le faisant interagir avec un mode guidé par la structure. Si ces deux modes partagent la même constante de propagation β (équivalente à k_z), un transfert d'énergie du coeur vers l'interface a lieu. Le mode guidé s'en trouve atténué de façon importante à la longueur d'onde satisfaisant l'accord de phase pour un milieu ambiant d'indice donné. En somme, le principe de fonctionnement de ces dispositifs est identique à celui opéré en champ libre, mais les contraintes de mise en oeuvre sont d'une autre nature. En effet, la performance de la méthode repose entièrement sur une conception appropriée du mode initiateur, et donc du guide d'onde lui-même.

4.1.2 Limites de la technologie existante

Des systèmes de mesure commerciaux exploitant la configuration en champ libre de Kretschmann sont présentement disponibles sur le marché. Cependant, la complexité de mise en oeuvre de tels assemblages optiques rend ces appareils volumineux et coûteux, ce qui limite leur emploi à des applications en laboratoire. Pour cette raison, de nombreux champs d'application des capteurs plasmoniques sont toujours hors de portée. Avec pour objectif d'étendre l'utilisation de ces dispositifs à de nouveaux secteurs, de nombreuses équipes de recherche ont étudié les possibilités offertes par des guides d'ondes dont la surface extérieure est métallisée (Alonso et al., 1994; Homola, 1995; Monzón-Hernández et al., 2004; Jorgenson and Yee, 1993; Lavers and Wilkinson, 1994; Harris and Wilkinson, 1995; Dostalek et al., 2001). La très grande maturité des techniques de production de guides d'onde, jumelée à leur faible coût de production et leur haut niveau d'intégration, offre une alternative intéressante pour la production de sondes plasmoniques à usage unique. Malheureusement, l'emploi de dispositifs conventionnels comporte des limites fondamentales importantes.

Les matériaux diélectriques se prêtant à la fabrication de guides d'onde ont un indice de réfraction généralement supérieur à 1,4. Dans un guide opérant par réflexion totale interne, l'indice effectif du mode de coeur fondamental occupe toujours une valeur très légèrement inférieure à l'indice du matériau constituant le coeur, ce qui témoigne d'un guidage à angle effectif modal rasant. Le mode plasmonique affiche quant à lui un indice effectif voisin de l'indice de l'échantillon à analyser. Or, les applications visées par les capteurs plasmoniques concernent principalement les gaz (indice voisin de 1,0) et les solutions aqueuses (indice voisin de 1,3). Un important écart sépare donc la constante de propagation des modes à faire interagir. Les matériaux à très faible indice de réfraction comme le Teflon n'offrent que des performances optiques très limitées et ne constituent donc pas une alternative viable. Un accord de phase peut sinon être obtenu aux environs

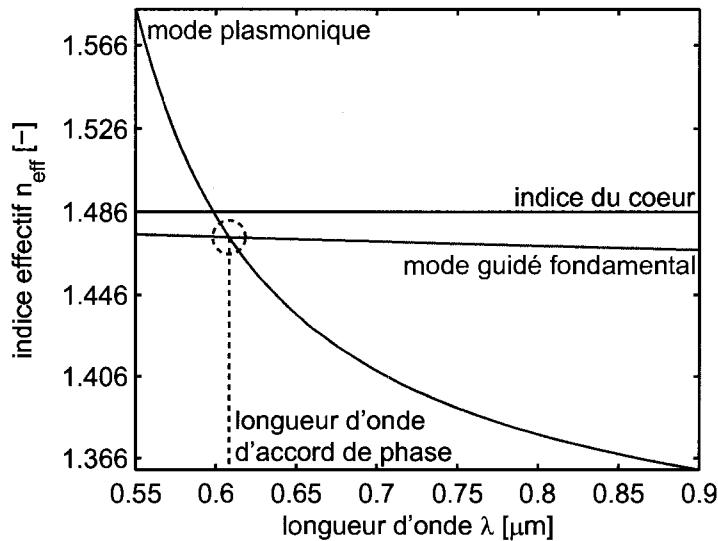


FIG. 4.3 Condition d'accord de phase réalisée à l'aide d'un guide à réflexion totale interne. Le mode plasmonique d'un échantillon aqueux (rouge) rencontre le mode fondamental de coeur (bleu) à un indice effectif tout juste inférieur à l'indice du coeur. Le couplage énergétique s'effectue à un angle d'incidence rasant, résultant en une faible sensibilité. La portion inférieure de l'espace de phase représenté est inaccessible au mode fondamental de guides opérant par réflexion totale interne.

de $\lambda = 600 \text{ nm}$ où la relation de dispersion du mode plasmonique dévie substantiellement. Bien que le couplage d'énergie d'un mode à l'autre puisse y être réalisé, l'incidence rasante du mode de coeur confère au système une sensibilité sévèrement réduite. Une ingénierie de la relation de dispersion du mode de coeur peut certes donner accès à un indice effectif plus faible, mais la marge de manœuvre offerte par les guides conventionnels est insuffisante. La figure 4.3 illustre les limites fondamentales des guides à réflexion totale interne.

La faible latitude de conception de systèmes classiques ne permet pas de choisir arbitrairement la longueur d'onde d'opération ni la gamme d'indice de réfraction analysée. D'une part, il est impossible de concevoir le dispositif pour une source laser disponible à faible coût. D'autre part, la conception d'un capteur dont les performances sont

spécifiquement optimisées pour un échantillon particulier est difficilement réalisable. Également, rappelons que l'étendue du champ évanescents dans le milieu à caractériser est proportionnelle à la longueur d'onde d'opération. L'emploi de fréquences visibles limite à quelques dizaines de nanomètres la profondeur de détection, rendant difficile la mesure de macromolécules et limitant également l'épaisseur de la couche de fonctionnalisation appliquée à la surface sensible. Pour ces raisons, le choix d'une longueur d'onde de couplage appropriée pour une application donnée est souhaitable.

Certaines astuces permettent malgré tout de contourner ces contraintes de façon à opérer plus avantageusement l'accord de phase. Il est par exemple possible d'utiliser un mode d'ordre supérieur dont l'angle d'attaque est plus prononcé que celui du mode fondamental (Trouillet et al., 1996). Par contre, rien ne garantit qu'un seul et unique mode d'ordre élevé soit excité par les conditions d'injection de lumière dans le guide. De plus, toute courbure ou imperfection du guide est susceptible de faire se coupler les modes guidés entre eux, rendant très peu prévisible la condition exacte d'accord de phase. Comme celle-ci est à la base du principe de mesure, de telles incertitudes ne sont pas envisageables. En réponse à cela, l'inscription de réseaux au sein du guide est susceptible d'offrir une sélection mieux contrôlée d'un mode de gaine spécifique à une longueur d'onde donnée (Ctyroky et al., 1999a; Shevchenko and Albert, 2007). Ces modes sont cependant très nombreux et chaque mode individuel peut être excité sur une fenêtre spectrale très voisine de celle des autres modes. Le spectre de sortie du capteur comporte donc des oscillations importantes qui rendent son interprétation ardue. Une fibre effilée peut elle aussi être mise à profit de manière à exciter un mode plasmonique (Diez et al., 2001). Celle-ci opère malheureusement en régime multimodal en plus d'être très fragile et ne peut donc non plus constituer une solution viable. Une autre avenue a été explorée par notre groupe à l'aide de travaux de modélisation. Afin de faciliter l'adhésion d'or sur des diélectriques, une très fine couche de chrome (typiquement de moins de 5 nm) peut être utilisée à titre d'apprêt. Or, puisque l'indice de réfraction du chrome

est plutôt élevé (légèrement supérieur à 3,0) aux longueurs d'ondes visibles, sa seule présence est susceptible de hausser légèrement l'indice effectif du mode plasmonique et, ainsi, le rapprocher du mode de coeur fondamental du guide. Il a cependant été observé qu'un revêtement de chrome, aussi infime soit-il, réduit considérablement la sensibilité du dispositif, invalidant une fois de plus la proposition.

Somme toute, aucun guide métallisé unimodal permettant l'excitation efficace d'un mode plasmonique de surface pour des échantillons à faible indice n'a été réalisé avec succès. Cela porte à croire que la solution idéale ne repose pas sur des guides à saut d'indice, car ceux-ci ne permettent que trop peu de créativité en matière d'ingénierie de la relation de dispersion et ne peuvent compenser les limites imposées par la disponibilité restreinte de matériaux optiques. Trouver une solution viable à ces contraintes est le défi technologique dont il sera question dans les prochaines sections.

4.1.3 Approche proposée

Idéalement, un capteur plasmonique reposant sur un guide d'onde métallisé devrait être unimodal, opérer à une incidence modale plutôt abrupte, à une longueur d'onde commode et avec une efficacité de couplage offrant une sensibilité élevée dans un assemblage compact. Les limites fondamentales importantes des guides à saut d'indice ont suggéré une réorientation des recherches vers des concepts certes plus complexes, mais possiblement plus appropriés. Dans cet ordre d'idées, le chapitre 1 a introduit le potentiel intéressant pour la conception sur mesure de propriétés modales qu'offrent les guides à cristaux photoniques. En effet, l'ajustement sur une large plage de la constante de propagation d'un mode fondamental de coeur ainsi que son opération unimodale motivent une investigation plus approfondie de leur emploi dans la science des plasmons. L'expertise de notre unité de recherche en conception de guides d'onde à bande photonique interdite se prêtait tout à fait à relever un défi technologique de cette ampleur.

La proposition ici détaillée consiste en un empilement périodique de couches de deux verres différents déposées sur substrat de silicium. Un défaut de périodicité figurant au centre de l'empilement agit à titre de cœur. Une fine couche d'or est apposée sur la face extérieure du guide et mise en contact avec l'échantillon à analyser. Le principe de fonctionnement du capteur s'apparente à celui présenté à la figure 4.2, celle-ci mettant par contre en scène une gaine optique microstructurée. L'influence des différents paramètres géométriques et matériels sera analysée plus en détails à la section suivante. Parallèlement à nos travaux théoriques et expérimentaux, cinq différents systèmes fibrés ont également été modélisés. Ceux-ci font l'objet d'une publication dans le journal *Optics Express* présentée au chapitre 5. Comme leur fabrication et leur mise à l'essai en laboratoire posaient des défis importants, nos premiers travaux expérimentaux ont plutôt été orientés vers des guides planaires. Nous insisterons donc sur ces propositions particulières dans le présent mémoire.

Les travaux effectués au sein de notre unité de recherche se démarquent des autres principalement en raison de l'emploi de guides à cristaux photoniques. Depuis quelques années déjà, ceux-ci trouvent de plus en plus de champs d'application que les dispositifs optiques conventionnels ne peuvent satisfaire. Leur mise en oeuvre dans la science des capteurs plasmoniques n'en est qu'un autre exemple. Les guides à bande photonique interdite offrent une très grande flexibilité de conception, ce qui fait en sorte que le mécanisme de couplage modal s'opère dans une région généralement inaccessible de l'espace de phase. En termes de sensibilité de détection, l'excitation de plasmons au moyen d'un mode à fuite tend à supplanter celle réalisée par couplage évanescents avec un mode guidé par saut d'indice. Les dispositifs proposés sont donc susceptibles d'offrir une alternative facilement intégrable et de sensibilité comparable aux configurations en champ libre actuellement commercialisées.

4.2 Conception d'un premier prototype

4.2.1 Démarche de conception

Afin d'étudier le potentiel des guides plan à bande photonique interdite appliqués aux capteurs plasmoniques, un premier prototype a été modélisé numériquement. Pour ce faire, un large éventail d'outils de conception a été mis à profit. La structure géométrique du guide et l'indice de réfraction complexe de chacune des couches constituent la variable d'entrée. Par une méthode de matrices de transfert, le programme s'affaire à trouver la position des modes dans l'espace de phase (composante réelle de β) ainsi que leurs pertes de propagation caractéristiques (composante imaginaire de β). Comme le système modélisé comporte à la fois le substrat, le guide lui-même, la couche métallique ainsi que le milieu diélectrique qui la borde, il est possible d'obtenir directement la réponse optique que le dispositif adopterait lorsque soumis à un échantillon à caractériser. Plus particulièrement, on s'intéresse à l'évolution des pertes spectrales caractéristiques du mode de coeur fondamental lorsque soumis à une perturbation de l'indice de réfraction analysé. Afin d'interpréter convenablement le comportement du dispositif, il est fort utile de tracer la distribution du vecteur de Poynting dans sa section transverse. On arrive de cette manière à identifier l'ordre du mode de coeur, son étendue dans le réflecteur de Bragg ainsi que l'ampleur de son interaction avec l'onde plasmonique de surface. Au moyen de ces outils d'analyse et d'une démarche de conception rigoureuse, les paramètres de design de nos prototypes peuvent être ajustés de manière à satisfaire des critères de performance donnés.

L'obtention de propriétés modales données passe par la conception de la géométrie transverse du guide d'onde. Dans le cas qui nous intéresse, on doit choisir les matériaux diélectriques formant le guide, l'épaisseur et le nombre de couches du réflecteur de Bragg ainsi que la taille du coeur. La démarche de conception d'un guide à bande ph-

tonique interdite énoncée à la section 1.4 est maintenant reprise plus en détails.

Premièrement, la longueur d'onde d'opération du capteur doit être choisie. La relation de dispersion illustrée à la figure 4.3 montre qu'une excitation à angle rasant peut être obtenue pour une longueur d'onde visible. Par contre, si on cherche à obtenir un angle d'attaque plus prononcé, c'est-à-dire à un indice effectif de plus faible valeur, la condition d'accord de phase devrait s'opérer à une longueur d'onde plus élevée. Le choix de la longueur d'onde d'opération s'est arrêté sur 600 nm pour fins de démonstration du concept. Il est important de noter que la relation de dispersion du mode plasmonique de la figure 4.3 n'est valide que pour un volume semi-infini de métal. En pratique, on n'utilise qu'un mince revêtement et la phase du mode plasmonique ne suit donc pas exactement cette relation qui n'est donnée qu'à titre indicatif.

Le choix des matériaux utilisés à titre de réflecteur peut ensuite être fait. Comme ce concept était destiné à être fabriqué et mis à l'essai au laboratoire, il s'est avéré important d'utiliser les caractéristiques optiques de matériaux réels comme paramètres de simulation. Pour leur bonne transparence à la longueur d'onde d'opération ainsi que la possibilité de déposer en alternance une épaisseur bien contrôlée de ces matériaux par un seul et même appareil, le choix s'est arrêté sur la silice SiO_2 et l'oxyde de tantale Ta_2O_5 . Leurs indices sont fortement disparates, soit 1,486 et 2,125, faisant en sorte que la bande photonique interdite soit large et de confinement efficace. À la lumière de ces choix de paramètres et au moyen de l'équation 1.1, l'épaisseur des couches de réflecteur a été fixée à 271 nm et 105 nm , respectivement. Si l'objectif poursuivi était de produire un guide microstructuré à faibles pertes en transmission, la bande photonique interdite serait centrée sur la longueur d'onde d'opération. Dans le cas qui nous intéresse, il s'est avéré préférable de décentrer légèrement la bande photonique vers de plus courtes longueurs d'onde de manière à opérer le guide en bordure de bande photonique et ainsi favoriser la pénétration du mode de coeur plus profondément dans le réflecteur. Le couplage avec le mode plasmonique étant de la sorte facilité, la sensibilité s'avère supérieure.

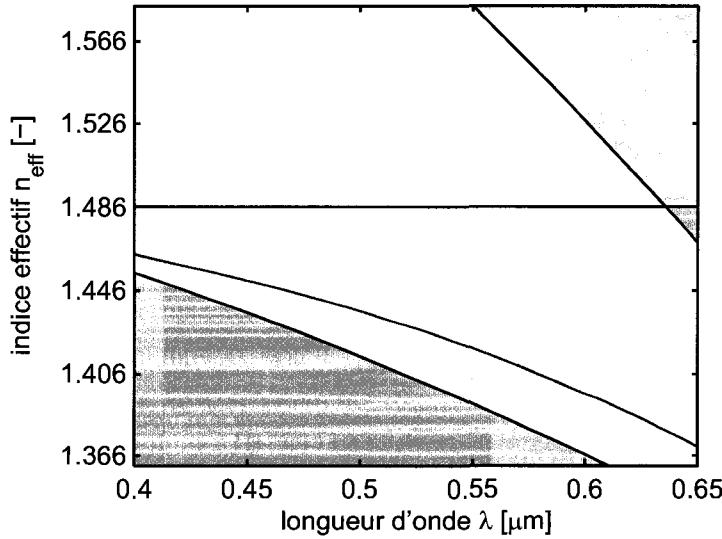


FIG. 4.4 Relation de dispersion du premier design de capteur plasmonique. L’emploi d’un cœur de très petite taille donne au mode de cœur un indice effectif de très faible valeur, hors d’atteinte des guides à saut d’indice. Il s’approche de la bordure de la bande photonique interdite fondamentale illustrée en blanc.

L’étape suivante consiste à choisir la dimension du cœur du guide de façon à positionner convenablement son mode fondamental dans l’espace de phase. En pratique, on multiplie simplement par un facteur arbitraire l’épaisseur de la couche de silice située au centre de l’empilement. Un premier accord de phase se manifeste à une longueur d’onde quelconque. Il n’y a qu’à ramener ensuite le couplage de modes à la longueur d’onde souhaitée par un choix approprié de facteur multiplicatif appliqué au défaut de périodicité. Ce premier prototype met en scène un cœur de 542 nm obtenu en doublant une couche de silice. De cette manière, l’accord de phase a lieu précisément à 600 nm . La figure 4.4 montre la relation de dispersion du mode de cœur telle qu’obtenue par modélisation numérique. On constate que celui-ci apparaît à bien plus faible valeur d’indice effectif que le mode guidé par saut d’indice présenté à la figure 4.3.

Les différentes propositions de capteurs plasmoniques emploient typiquement une couche

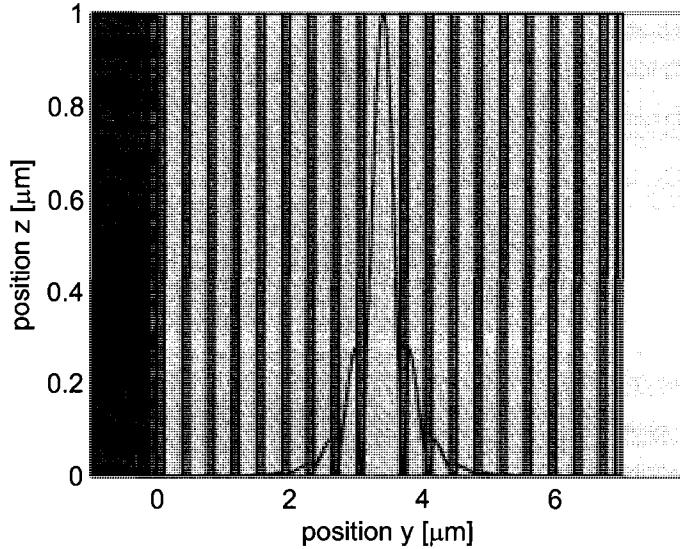


FIG. 4.5 Mode de cœur du premier design de capteur plasmonique planaire. Le guide est composé de 36 couches alternées de matériaux d'indices différents. La 18^e couche est doublée en épaisseur de manière à former le cœur. La distribution du vecteur de Poynting d'un mode de cœur hors phase avec le mode plasmonique est représentée en rouge.

d'or d'une épaisseur de 25 à 60 nm. Cette gamme de valeurs donne habituellement les meilleurs résultats en terme de sensibilité, car elle constitue un compromis entre la profondeur de pénétration limitée d'une onde électromagnétique dans un métal et l'épaisseur minimale requise pour que la résonance plasmonique puisse prendre place. Nous avons donc fixé l'épaisseur de la couche d'or à 40 nm. Celle-ci peut aisément être déposée sur la surface du guide multicouches à la toute fin du procédé de fabrication.

À la toute fin de la phase de conception, le nombre de couches de réflecteur isolant le cœur du substrat de silicium d'une part et de la couche d'or d'autre part peut être déterminé. Ce paramètre n'influence de façon notable que le niveau de pertes global du capteur. En effet, la longueur d'onde de couplage ainsi que la sensibilité ne sont que très peu influencées par le taux de confinement du mode de cœur. En somme, le niveau

de pertes linéiques détermine la longueur du dispositif en prenant en considération la plage dynamique offerte par l'ensemble source-détecteur employé. En particulier, cette première proposition de dispositif emploie 36 couches diélectriques alternées. La figure 4.5 représente en superposition avec la géométrie retenue la distribution d'énergie du mode de coeur hors phase avec le plasmon de surface. On constate qu'en raison de la petite taille du coeur et de l'opération du guide en bordure de bande photonique interdite, le mode s'étend profondément dans le réflecteur. Mentionnons que l'épaisseur de la couche supérieure de l'empilement est réduite d'un facteur 2 de manière à prévenir l'apparition d'un mode de surface. La bordure de l'empilement constitue effectivement un défaut de périodicité au même titre que le coeur et est donc susceptible de supporter un mode localisé (Engeness et al., 2003).

4.2.2 Analyse des performances

Cette procédure de conception mène à une première proposition de capteur plasmonique basé sur un guide à bande photonique interdite. L'espace des paramètres est plutôt étendu et bien d'autres systèmes fonctionnels auraient pu être proposés. L'analyse subséquente des performances permet de jeter un regard critique sur la validité des hypothèses de conception conduisant au choix des paramètres et de raffiner le design par itérations successives.

La figure 4.6 présente tout d'abord la distribution d'énergie du supermode constitué de deux contributions majeures, c'est-à-dire le mode de coeur et le mode plasmonique. Ce profil modal correspond à la coordonnée de rencontre des deux modes dans l'espace de phase et confirme bien qu'ils interagissent fortement entre eux. Cette hypothèse est vérifiée par la courbe d'atténuation spectrale du mode de coeur présentée à la figure 4.7. On y remarque qu'au point de rencontre des modes, les pertes en transmission atteignent un sommet, confirmant de fait que le mode plasmonique extrêmement atténuant draine

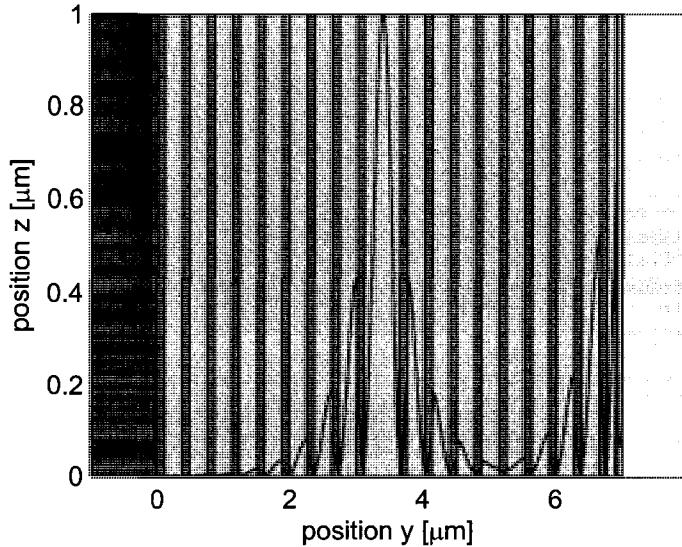


FIG. 4.6 Mode couplé du premier design de capteur plasmonique planaire. En situation d'accord de phase, la distribution du vecteur de Poynting affiche une forte contribution du mode plasmonique en plus du mode supporté par le cœur.

de l'énergie du mode de cœur. En conséquence, les pertes apparentes du mode de cœur s'en trouvent haussées de façon significative.

L'interaction des deux modes est déjà confirmée par l'observation des figures 4.6 et 4.7, mais on ne peut cependant évaluer la dépendance du profil de pertes à une variation de l'indice ambiant avec un seul tracé. Pour ce faire, il suffit de relancer la simulation en appliquant une infime perturbation d'indice ($n_a = n_{H2O} + 0,001$) au milieu ambiant situé tout juste en contact avec la face extérieure de la couche d'or. La courbe en rouge de la figure 4.7 montre l'effet de cette perturbation sur le profil de pertes. La hausse infinitésimale de l'indice ambiant illustre la dépendance des pertes spectrales au voisinage de l'indice de l'eau. On obtient de ce fait une valeur approchée de la dérivée du spectre de pertes par rapport à la variation d'indice, et donc la sensibilité du capteur. Celle-ci est normalisée aux pertes selon la relation 5.4 présentée au chapitre suivant. La figure 4.8 présente le résultat du calcul de sensibilité. On y remarque deux crêtes qui

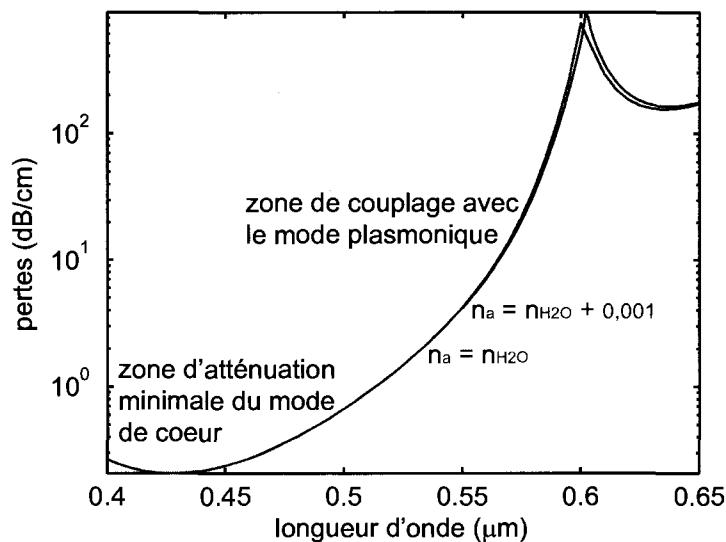


FIG. 4.7 Atténuation linéique du mode couplé du premier design de capteur plasmonique planaire. Le centre de la bande photonique interdite correspond à la zone d'atténuation minimale. Le dispositif opère cependant en bordure de bande, à une longueur d'onde de 600 nm. Le couplage du mode de coeur avec le mode plasmonique est confirmé par une hausse importante des pertes en transmission à la longueur d'onde d'accord de phase. La courbe en rouge présente l'effet d'une perturbation de 0,001 unité d'indice de réfraction appliquée au milieu ambiant n_a .

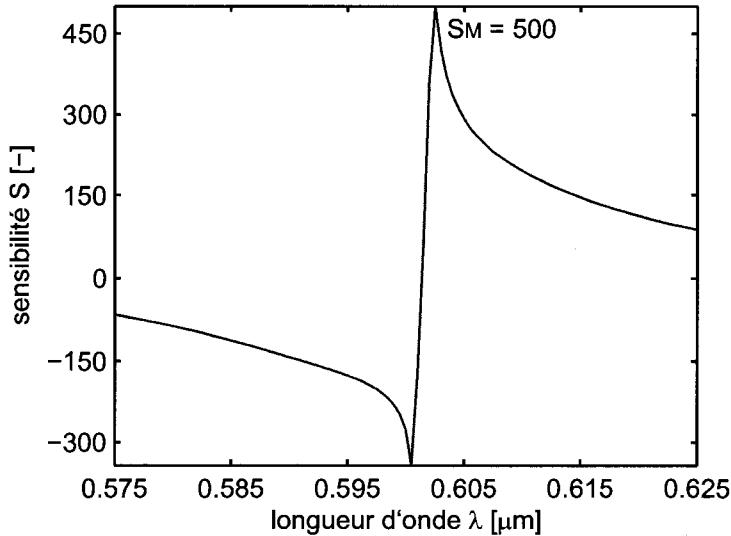


FIG. 4.8 Sensibilité de détection du premier design de capteur plasmonique. La dépendance du profil de pertes à l'indice ambiant n_a peut être exprimée sous forme de sensibilité en amplitude. Au voisinage de la longueur d'onde d'accord de phase, la variation relative d'amplitude atteint un maximum de 500 par unité d'indice de réfraction.

correspondent aux longueurs d'ondes pour lesquelles les pertes subissent la plus grande variation d'amplitude à la suite du déplacement latéral de la courbe de pertes. Une sensibilité crête de 500 RIU^{-1} est enregistrée. L'abréviation *RIU* signifie *refractive index unit*, unité d'indice de réfraction, et est en réalité sans dimension.

Ce premier exemple de conception a confirmé la possibilité de coupler efficacement le mode de cœur d'un guide à cristaux photoniques avec un mode plasmonique extrêmement atténuant localisé à l'interface entre un revêtement d'or et le milieu adjacent. La très grande dépendance de la relation de phase du mode plasmonique à l'indice de réfraction du milieu voisin fait en sorte que la longueur d'onde d'interaction des modes est tout aussi dépendante. Ainsi, une perturbation appliquée au milieu ambiant fait se déplacer la courbe d'atténuation spectrale du guide, permettant de cette façon une mesure optique de l'indice de réfraction ambiant du dispositif. Les paramètres géométriques et matériels

ici proposés ne sont qu'un des nombreux choix offerts. En effet, selon des balises de conception différentes, on aurait pu obtenir un tout autre système donnant potentiellement accès à la caractérisation d'autres types d'échantillons. Le très large espace de paramètres de design a comme avantage majeur de permettre la conception sur mesure d'un capteur pour une application particulière.

4.3 Validation expérimentale

4.3.1 Fabrication

Le *Laboratoire des Revêtements Fonctionnels et Ingénierie des Surfaces* du professeur Ludvik Martinu a été mis à contribution pour la fabrication d'un premier prototype de guide d'onde basé sur nos travaux de simulation. Au moyen d'un système *DIBS* (dual ion beam sputtering) de la compagnie *Veeco*, le dépôt successif de deux verres différents a été réalisé sur substrats de verre et de silicium. La géométrie retenue est constituée de 36 couches alternées de SiO_2 à $n_l = 1,486$ et de Ta_2O_5 à $n_h = 2,125$ d'épaisseur $d_l = 0,271\text{ nm}$ et $d_h = 0,105\text{ nm}$ dont la 18^e couche est doublée en épaisseur et la dernière réduite de moitié. Cet ensemble est déposé sur substrat de silicium $n_{Si} = 3,986 + 0,013i$ et surmonté d'une couche de 40 nm d'or $n_{Au} = 0,144 + 3,022i$. La longueur d'onde de couplage de modes est de 600 nm pour un échantillon aqueux d'indice $n_a = 1,333$. Le modèle prévoit que le guide d'onde lui-même affiche une perte d'environ 15 dB/cm et que celle-ci augmente dramatiquement à quelque 800 dB/cm en situation d'accord de phase.

4.3.2 Vérification de la conformité

Le défi important que représente la validation de nos résultats de simulation par des mesures expérimentales a mené à une vérification optique préliminaire de la conformité du guide d'onde multicouches. La présence d'une structure périodique suscite l'apparition d'une bande photonique interdite dont la position spectrale témoigne de l'épaisseur des couches ainsi que de leur indice de réfraction. Ainsi, l'éclairement large bande de la structure et la caractérisation de sa réponse optique constituent un moyen simple et efficace d'en vérifier la conformité. Dans cet esprit, l'échantillon sur substrat de verre a été analysé en transmission sur un spectre large bande à incidence normale. La partie gauche de la figure 4.9 présente une comparaison entre la transmittance théorique et expérimentale de l'empilement diélectrique. Le faible décalage entre les courbes a été compensé par une mise à l'échelle géométrique du guide de 0,5 % illustré à la droite de la même figure. Un pic de transmission figure à l'intérieur de la bande photonique interdite, témoignant de la présence d'une résonance Fabry-Pérot au sein du défaut de coeur du guide. La transmittance minimale théorique n'a pu être vérifiée expérimentalement en raison de la trop faible gamme dynamique de l'assemblage optique. Typiquement, le seuil de bruit est déterminé par le système de détection et peut difficilement être abaissé. Comme la source optique offre une intensité limitée, la mesure de très hauts taux d'extinction est en général ardue. Malgré cela, on remarque une très bonne concordance entre la réponse attendue et mesurée. Un écart d'à peine 0,5 % est potentiellement inférieur aux incertitudes expérimentales et l'échantillon a donc été considéré tout à fait conforme au concept.

En ayant à notre disposition un filtre offrant une isolation aussi élevée que 35 dB, nous avons pu nous familiariser avec la mesure de très faibles signaux optiques. Le schéma classique de caractérisation composé de la source, de l'échantillon, du monochromateur et du détecteur a pu être optimisé de façon à approcher un peu plus le seuil de bruit de

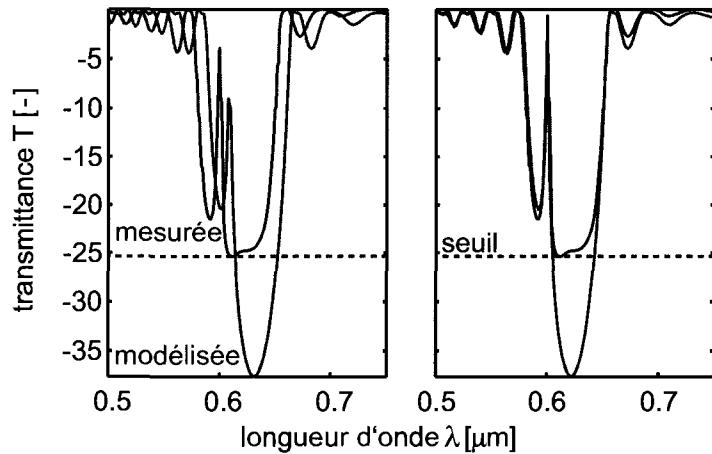


FIG. 4.9 Vérification optique de la conformité du prototype. Transmittance à incidence normale du système multicouches sur substrat de verre. Les courbes de gauche présentent les résultats théoriques et expérimentaux bruts. À droite, une mise à l'échelle de 0,5 % a été appliquée aux dimensions du système modélisé afin de superposer les courbes. Le seuil de bruit donne accès à une gamme dynamique d'environ 25 dB.

sa limite inférieure. Par exemple, nous avons révisé le système de lentilles à la sortie du monochromateur de façon à améliorer la collection de lumière vers le détecteur. Nous avons aussi pu constater qu'un léger défaut d'alignement vertical de l'assemblage avait une répercussion importante sur le niveau de signal mesuré. Ces petites améliorations ont permis de repousser le seuil d'environ 5 dB, haussant par le fait même la gamme dynamique de notre montage. Comme le principe de mesure du dispositif proposé est basé sur son atténuation, l'accès à une large gamme dynamique est de toute première importance.

4.3.3 Démarche de caractérisation

Nos travaux de modélisation prévoient le bon fonctionnement de notre prototype et sont en principe exacts. Cependant, la démonstration de faisabilité de notre proposition

reste incomplète sans une preuve expérimentale. En plus de valider le modèle théorique, celle-ci permet d'évaluer la commodité générale du dispositif et d'avoir un aperçu de sa tolérance aux conditions d'utilisation imparfaites ainsi qu'aux imprécisions du procédé de fabrication. Parmi ces impondérables, citons par exemple la présence d'impuretés, l'inhomogénéité et la rugosité des couches diélectriques, les erreurs sur leur indice et leur épaisseur, les stress mécaniques résiduels et leur effet sur la dépendance en polarisation du dispositif, la qualité des faces clivées et bien d'autres facteurs. En raison de la très grande sensibilité du principe de mesure employé, l'effet combiné de ces facteurs est tout à fait susceptible d'en compromettre le bon fonctionnement.

L'étude préliminaire présentée à la section précédente tend malgré tout à vérifier la conformité de l'échantillon au concept proposé. L'étape suivante consiste à injecter de la lumière dans la tranche du guide tel que schématisé à la figure 1.3. Selon les prévisions, la portion spectrale supportée par la bande photonique interdite doit se confiner au coeur du guide et en ressortir à l'autre extrémité. Les modes d'ordre supérieur tout comme les modes de gaine sont quant à eux sujets à des pertes supérieures de plusieurs ordres de grandeur. À ce titre, le substrat de silicium joue un rôle de drain en raison de son indice de réfraction et de ses pertes par atténuation élevées. Un régime unimodal s'instaure ainsi de lui-même. L'analyse du spectre de transmission d'un échantillon de guide est donc susceptible de révéler la position spectrale des bandes photoniques interdites et d'éventuellement donner une idée du niveau de pertes linéaires. Les pertes attendues sont inférieures à 20 dB/cm pour un guide avec ou sans revêtement d'or opéré loin de la condition d'accord de phase. Comme la couche d'or influence peu les caractéristiques optiques du mode de coeur lorsque la condition d'accord de phase n'est pas respectée (par exemple pour $n_a = 1,000$), une caractérisation du guide sans revêtement peut d'abord être effectuée.

4.3.4 Montage expérimental

Une première tentative de caractérisation optique du guide d'onde multicouches est réalisée au moyen du montage optique en champ libre illustré à la figure 4.10. Le spectre large bande émanant d'une source supercontinuum collimée en champ libre est acheminé à la ligne de caractérisation au moyen de miroirs métalliques. Quatre modules distincts se succèdent ensuite.

Tout d'abord, le faisceau traverse un dilatateur composé d'un objectif de microscope *L1 DIN 10X* et d'une lentille *L2* de 40 mm de focale. L'emploi d'un dilatateur a pour objectif de réduire au minimum la dimension de l'étranglement du faisceau une fois focalisé sur la tranche de l'échantillon. En effet, l'optique gaussienne prévoit que la pleine illumination de la section droite d'une lentille est requise pour l'obtention d'un point focal de taille minimale. Comme le cœur du guide proposé est de très petite dimension, il est préférable de faire correspondre la taille du faisceau à la pupille d'entrée de l'assemblage d'injection subséquent.

Viennent ensuite les composantes de couplage dont la fonction est d'injecter le plus d'énergie possible dans le mode fondamental du guide. Tout d'abord, le polariseur *P1* a pour utilité de rejeter la composante *TE* du faisceau incident. Celle-ci ne peut interagir avec le mode plasmonique et ne pourrait que détériorer le rapport signal sur bruit du dispositif. Un objectif de microscope *L3 Mitutoyo plan-apochromat 20X* de grande qualité est ensuite employé pour faire converger le faisceau parallèle étendu vers la section de l'échantillon. Les objectifs de ce type sont conçus de sorte à réduire le plus possible les aberrations, ce qui contribue à élargir la plage spectrale efficacement injectée dans le cœur du guide. L'alignement fin de l'objectif de couplage était assuré par un étage 5 axes *Newport ULTRAlign*. L'excitation du mode fondamental de cœur est optimale lorsque son intégrale de recouvrement avec le faisceau incident atteint un maximum.

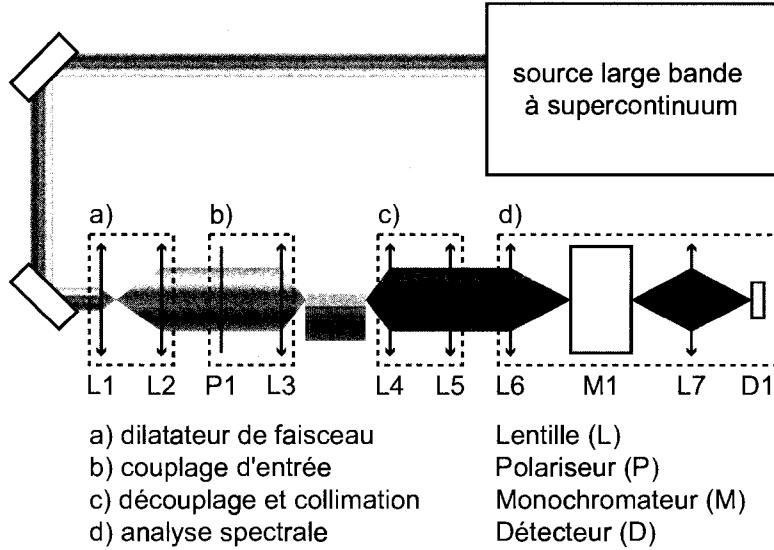


FIG. 4.10 Schéma du montage de caractérisation optique. Le faisceau large bande d'une source supercontinuum passe successivement par : a) un dilatateur de faisceau, b) un module de couplage d'entrée, c) un module de découplage et collimation et d) un assemblage d'analyse spectrale.

La lumière couplée au cœur du guide se propage selon les modes propres de la structure et en ressort avec une signature spectrale particulière. L'analyse de celle-ci au moyen du monochromateur nécessite un conditionnement préalable du faisceau de sortie. Le module de découplage est premièrement composé d'un condenseur identifié $L4$. Cette lentille d'une courte focale de 25 mm a pour fonction d'amasser le plus possible de flux optique. Étant donné que le faisceau émanant du guide plan affiche une divergence anisotrope, une lentille cylindrique $L5$ de relativement longue focale corrige l'astigmatisme du système de manière à produire un faisceau collimé dans les deux axes.

Le dernier sous-ensemble est principalement constitué d'un monochromateur *Oriel Cornerstone* et d'un détecteur optique au silicium *Newport*. Le premier a pour fonction d'échantillonner le spectre du faisceau de sortie du guide alors que le second quantifie l'intensité du flux dans cette fenêtre spectrale. Le bon fonctionnement du monochro-

mateur requiert qu'on illumine la fente d'entrée d'un faisceau convergent d'ouverture numérique définie. En langage technique, son cône d'acceptance est $f/3,7$, c'est-à-dire 3,7 fois plus long que large. On peut donc simplement évaluer le diamètre du faisceau collimé (par exemple 15 mm), le multiplier par 3,7 et employer une lentille de longueur focale appropriée ($\simeq 60$ mm). Il ne reste qu'à aligner correctement la lentille de façon à superposer son point focal avec la fente d'entrée et le monochromateur réalise l'image de ce point sur la fente de sortie pour une fine plage spectrale donnée. Le cône de sortie doit être renvoyé sur le détecteur au moyen de la toute dernière lentille $L8$ de focale 30 mm positionnée à $2 \cdot 30 = 60$ mm de la fente d'une part et du détecteur d'autre part.

4.3.5 Résultats expérimentaux

Le montage présenté à la dernière section est somme toute plutôt classique et a été employé avec succès pour la caractérisation de fibres de Bragg. Par contre, le couplage, efficace de lumière vers le coeur du guide plan s'est avéré surpasser les limites de stabilité et de résolution des positionneurs à notre disposition. Certes, de la lumière a pu être injectée dans la structure multicouches tel qu'illustré à la figure 4.11, mais la très faible intensité du faisceau transmis à travers le guide suggère une excitation inefficace du mode de coeur. Un microscope binoculaire a été utilisé pour observer le guide lors des tentatives de couplage mais aucune différence apparente n'a pu être constatée lorsque le faisceau balayait la section transverse du guide. La taille de l'étranglement du faisceau et le plus fin réglage de la position de l'objectif étaient fort probablement tous deux plus grands que le coeur lui-même.

En somme, cette première proposition de capteur plasmonique basé sur un guide d'onde à bande photonique interdite s'est avérée trop ambitieuse pour être aisément démontrée expérimentalement. La trop faible intensité du flux porté par le guide ne se prêtait pas à être couplée au module d'analyse spectrale, ce qui rendait la démonstration de faisabilité

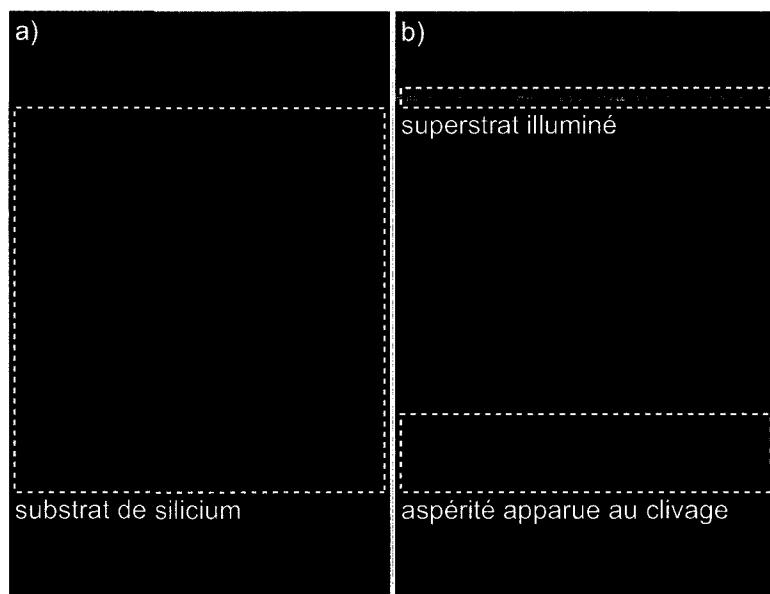


FIG. 4.11 Section transverse du premier prototype. a) Section droite de l'ensemble. La portion supérieure du substrat ne montre aucune rugosité causée par un clivage imparfait. b) Même cadrage qu'en a) avec le guide d'onde mis sous illumination polychromatique. Le flux optique est bien confiné dans le diélectrique malgré que la trop faible résolution du système d'imagerie ne permette pas d'évaluer son contenu modal.

hors de portée. Bien que l'emploi d'un cœur de très petite taille offre selon nos modèles une sensibilité très élevée, sa mise en œuvre expérimentale est peu réaliste. Une nouvelle proposition plus conservatrice a dû être élaborée.

4.4 Conception d'un second prototype

4.4.1 Nouveaux objectifs de conception

En réponse aux difficultés éprouvées lors de la mise en œuvre du premier prototype, une seconde phase de design est lancée avec de nouveaux objectifs de conception intégrant davantage de considérations pratiques. Dans cet ordre d'idées, l'obtention d'un dispositif plus réaliste qu'on peut aisément caractériser en laboratoire se fait au prix d'un sacrifice sur son degré de sensibilité. Cette nouvelle proposition perd certes un peu de son intérêt, mais doit tout de même offrir une sensibilité supérieure à celle d'un capteur à saut d'indice de dimensions comparables. Une sensibilité de 100 par unité d'indice légèrement supérieure à celle de 70 obtenue avec un capteur opérant par réflexion totale interne est projetée.

Les résultats expérimentaux énoncés dans la précédente section ont permis de démontrer que la très petite dimension de cœur du premier prototype constituait le noeud du problème. Un premier objectif est donc d'augmenter de façon notable la taille du cœur, facilitant du même coup le couplage d'énergie vers son mode fondamental. La coordonnée de phase de ce mode s'approche conséquemment de la ligne de radiation associée à l'indice du matériau de cœur et cela a pour effet de déplacer l'accord de phase avec le mode plasmonique vers une plus courte longueur d'onde. Afin de ramener le couplage modal vers une plus longue longueur d'onde, l'empilement de couches diélectriques se termine cette fois par une couche d'indice élevé. De cette manière, le recouvrement de l'onde plasmonique de surface avec un matériau d'indice plus élevé tend à faire augmen-

ter légèrement son indice effectif, changeant par le fait même ses conditions d'excitation. La longueur d'onde d'interaction ainsi que la sensibilité du dispositif sont ensuite ajustés en variant l'épaisseur de la couche d'or, un paramètre resté inexploité lors de la première phase de conception. Finalement, le nombre de couches de réflecteur a été déterminé de façon à obtenir une perte linéaire tenant compte de la dimension idéale d'un dispositif en regard de la gamme dynamique de notre système de caractérisation.

4.4.2 Paramètres choisis

Les mêmes outils de simulation sont maintenant mis à profit pour une seconde phase de conception. Une légère amélioration a été apportée à nos modèles qui prennent maintenant en considération la dispersion matérielle du verre et de l'oxyde de tantale. La modélisation de guides d'onde laisse fréquemment ce détail de côté en première approximation, insistant plutôt sur la seule dispersion de guide d'onde. Cependant, comme notre mode de coeur est maintenant localisé beaucoup plus près de la ligne de radiation du matériau de coeur, nous avons jugé qu'il serait préférable de considérer dans nos modèles que son indice varie légèrement avec la longueur d'onde.

Rappelons que, cette fois, le choix des paramètres est principalement motivé par des considérations d'ordre pratique. L'apparence générale de notre nouvelle proposition est comparable à la précédente sous certains aspects. Le substrat de silicium est conservé pour sa fonction de drainer hors des couches diélectriques les modes de gaine nuisibles à la performance de détection. Les mêmes verres sont choisis comme éléments de coeur et de réflecteur de Bragg. De plus, l'épaisseur des couches du réflecteur reste inchangée de sorte à pouvoir mieux comparer nos propositions entre elles. La bande photonique interdite de la nouvelle proposition de guide a donc les même propriétés de phase que la précédente.

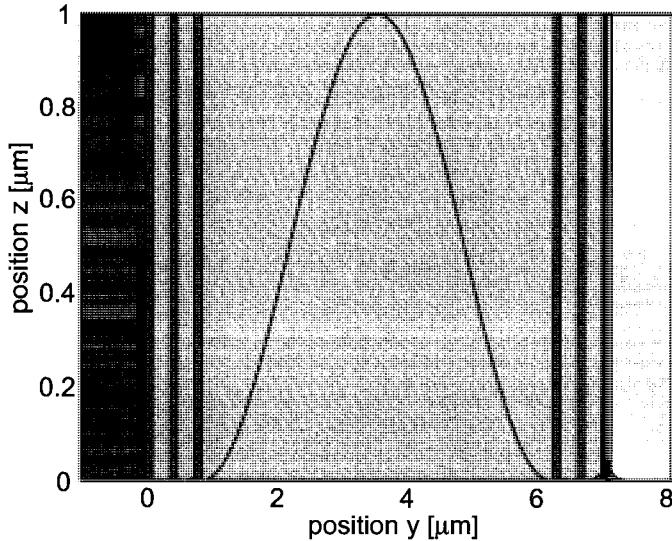


FIG. 4.12 Mode couplé du second design de capteur plasmonique planaire. Cette fois, la très grande majorité de l'énergie est portée par le coeur du guide uniquement, sans importante pénétration dans le réflecteur. Le couplage vers le mode plasmonique est confirmé par la présence de flux optique à l'interface métallique.

La différence majeure de la seconde proposition a trait à la dimension du défaut de périodicité de l'empilement donnant naissance au coeur du guide. Le facteur multiplicatif appliqué à l'épaisseur d'une couche de silice passe cette fois à 20 comparativement à 2 pour le précédent cas. On obtient de la sorte un coeur de $5,42 \mu\text{m}$ de largeur qui se prête beaucoup mieux à être illuminé efficacement. L'injection de flux optique dans une structure de taille comparable a été réalisée avec succès par notre groupe dans la mise en œuvre de notre source supercontinuum. Dans ce cas particulier, un laser *Nd : YAG* doit être couplé au coeur d'une fibre non linéaire microstructurée *SC – 5.0 – 1040* de *Crystal Fibre*. Un taux de couplage élevé et stable est de toute première importance pour le bon fonctionnement de ce système. Malgré que le coeur de la fibre ne mesure que $4,8 \mu\text{m}$ de diamètre, de très bonnes performances ont pu être atteintes.

Une des conséquences de l'emploi d'un coeur de plus grande taille est de faciliter sub-

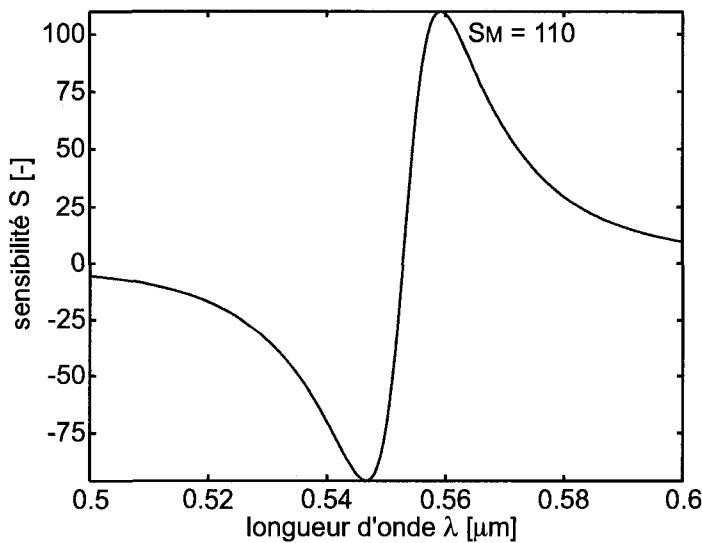


FIG. 4.13 Sensibilité de détection du second design de capteur plasmonique. La sensibilité atteint cette fois un maximum de 110 par unité d'indice de réfraction.

stantiellement le confinement du mode au sein du coeur. Pour cette raison, la fuite progressive d'énergie est considérablement réduite et donne lieu à des pertes de guidage largement inférieures à 1 dB/cm malgré un nombre réduit de couches de réflecteur. D'ailleurs, la figure 4.12 illustre clairement que l'énergie du supermode est presque entièrement confinée dans le coeur du guide. Malgré cela, la contribution du mode plasmonique suffit à hausser dramatiquement les pertes en transmission lorsque l'accord de phase est réalisé. Somme toute, le nombre de couches de réflecteur est fixé à 5 de chaque côté. L'empilement se termine cette fois avec une couche d'indice élevé, toujours d'épaisseur réduite de moitié. Le guide a somme toute environ la même épaisseur que le précédent, mais son coeur en occupe cette fois la majorité de la section transverse.

En situation d'accord de phase, les pertes ont été ajustées de façon à mieux satisfaire la gamme dynamique de détection de l'assemblage optique pour un dispositif de quelques millimètres de longueur. Les 5 couches de réflecteur employées portent le niveau de

pertes à $13,2 \text{ dB/cm}$, laissant en principe suffisamment de marge de manœuvre pour les autres mécanismes d'atténuation du montage optique. Il faut par exemple garder en mémoire que seule la moitié du flux total satisfait la condition de polarisation TM requise et que quelques dB sont perdus lors du couplage de lumière au guide.

L'épaisseur de la couche d'or est cette fois fixée à 20 nm . Cette valeur est plutôt arbitraire, mais fait en sorte que la sensibilité prévue par nos modèle dépasse le critère de 100 par unité d'indice préalablement fixé. De plus, pour cette épaisseur de revêtement, l'accord de phase doit prendre place à 553 nm , région du spectre pour laquelle la source supercontinuum est suffisamment intense. La sensibilité projetée du dispositif est de 110 tel qu'illustré à la figure 4.13. Avec ces nouveaux paramètres de design en main, la table est mise pour une nouvelle tentative de caractérisation au laboratoire.

4.5 Résultats expérimentaux préliminaires et suite des travaux

Un nouvel échantillon de guide d'onde a été fabriqué par nos collaborateurs selon ces nouveaux paramètres. La conformité de la procédure de déposition a cette fois été vérifiée dans leurs installations. Le remplacement tout récent de la cible de SiO_2 dans le système *DIBS* a fait en sorte que les couches de silice du nouveau prototype soient légèrement hors spécification, avec une épaisseur de 252 nm plutôt que 271 nm . L'épaisseur d'oxyde de tantale était quant à elle conforme à 106 nm au lieu de 105 nm . Afin d'évaluer les conséquences de ces imprécisions sur les performances du dispositif, une dernière ronde de simulations a été effectuée. Le déplacement vers de plus courtes longueurs d'onde de la bande photonique interdite du réflecteur a certes pour effet de hausser légèrement les pertes en transmission du système, mais le couplage vers le mode plasmonique et le fonctionnement général du capteur ne sont pas compromis. Il a donc été jugé pertinent de poursuivre les travaux de caractérisation sur cet échantillon imparfait.

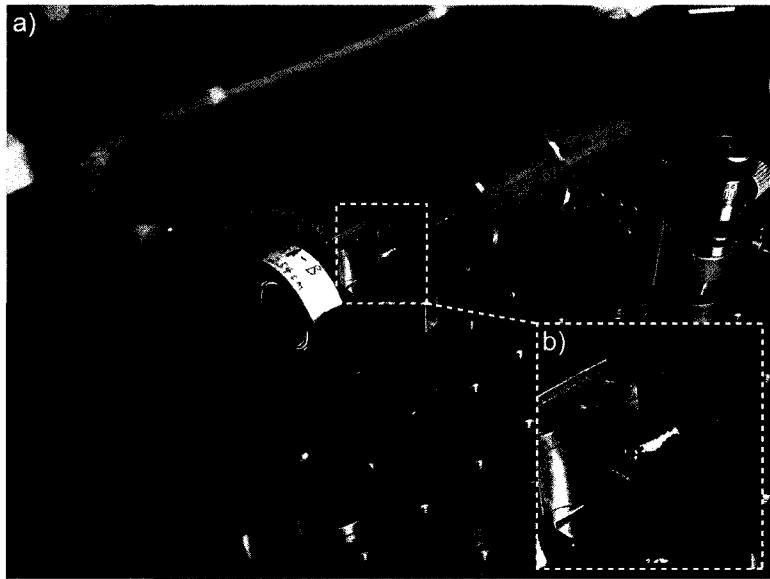


FIG. 4.14 Module d'injection de lumière en l'absence du polariseur $P1$. a) Le faisceau large bande en champ libre de la source supercontinuum est focalisé sur la face d'entrée du guide d'onde de manière à exciter son mode fondamental de coeur. b) Vue agrandie du guide plan lui-même. La lumière qui s'en échappe peut révéler le régime modal d'opération de la structure.

Une portion de la structure multi-couches a été clivée sur deux directions parallèles séparées d'environ 1 cm. Étant bien plus épais que le revêtement amorphe, le substrat cristallin de silicium tend à piloter la propagation de fissure selon ses plans atomiques. En conséquence, on peut aisément obtenir deux faces de couplage de très faible rugosité et bien parallèles entre elles. Selon nos observations, aucun polissage des facettes n'était donc requis.

Ayant un échantillon en main, il était temps de passer à une nouvelle tentative d'injection de lumière au coeur du guide. La portion a) de la figure 4.14 montre les modules c) et d) du montage de couplage schématisé à la figure 4.10, en l'absence du polariseur $P1$. La lumière est focalisée sur la tranche du guide au moyen de l'objectif $L3$, se propage ensuite au sein du guide et en est découpée au moyen de l'assemblage de lentilles

subséquent. L'encart b) montre une vue agrandie de l'échantillon lui-même, ceci permettant un examen plus en profondeur de son mécanisme de guidage. On remarque que les premiers millimètres du guide sont très brillants, ce qui témoigne de fuites latérales de lumière importantes. L'ajustement fin du couplage d'entrée est d'ailleurs facilité par l'inspection visuelle de cette portion du guide. Les pertes latérales paraissent ensuite s'estomper progressivement jusqu'à la face de sortie. On y remarque clairement qu'une partie de la lumière injectée est guidée sur toute la longueur du prototype.

On semble assister au même phénomène que celui précédemment décrit pour les fibres de Bragg, c'est-à-dire que le contenu spectral et modal inefficacement guidé par la structure tend à la quitter au voisinage du site d'injection. Deux observations laissent à penser que le mode de coeur fondamental tend progressivement à dominer les autres modes propres de la structure. Premièrement, l'intensité de la lumière s'échappant par le dessus du guide diminue très rapidement pour disparaître presque complètement à proximité de la face de sortie. Également, cette dernière affiche une tache de lumière très distincte révélant l'existence d'un mode guidé jusqu'au bout de l'échantillon. Ces résultats conduisent à formuler une hypothèse sur l'existence d'un mode à faibles pertes dont le fort confinement au sein du coeur limite les pertes par diffusion. La qualité des interfaces optiques entre les matériaux ne semble offrir que très peu de sites de diffusion, comme en témoigne l'absence presque totale de fuites latérales à l'endroit où le guide est en régime effectivement unimodal. La ségrégation modale semble de plus s'opérer très rapidement, dans les premiers millimètres de propagation. Rappelons que cette condition est essentielle au bon fonctionnement de notre proposition de capteur. Ces résultats préliminaires semblent donc encourageants.

La caractérisation spectrale du flux émanant du guide constitue l'étape suivante de l'étude. Pour ce faire, il s'agit de découpler le mode guidé en champ libre et de conditionner le faisceau de manière à satisfaire les critères d'entrée du monochromateur. La forme géométrique du guide plan fait en sorte que la divergence du faisceau de sortie est aniso-



FIG. 4.15 Module de découplage de lumière. Le faisceau passe d'abord par une lentille collectrice à large ouverture numérique réalisant la collimation d'un des axes. Une lentille cylindrique à longue focale corrige ensuite la collimation dans le second axe. Le faisceau parallèle résultant répond aux conditions d'injection dans le module d'analyse spectrale.

trope, c'est-à-dire qu'elle diffère selon les axes x et y . Tel qu'introduit à la section 4.3.4, un système de lentilles pourvu d'astigmatisme permet l'obtention d'un faisceau collimé convenant aux systèmes optiques subséquents. La figure 4.15 confirme l'efficacité de la méthode pour extraire l'énergie du guide, de même que l'intensité élevée du flux optique.

Tel est le niveau d'avancement des travaux au moment d'écrire ces lignes. Malgré l'absence de résultats expérimentaux supplémentaires, les manipulations subséquentes sont bien connues. La stratégie consiste premièrement à investiguer plus en détails la transition du mécanisme de guidage vers son régime unimodal. L'emploi d'un long échantillon et l'observation de la lumière diffusée vers le haut devrait permettre de vérifier les hypothèses que nous avons formulées et de mieux déterminer la longueur que devrait avoir la zone tampon précédant le revêtement d'or. En principe, les pertes de propagation du mode fondamental sont très faibles en l'absence de couplage vers le mode plasmonique. Il n'y a donc pas de contrainte importante sur le choix d'une longueur de zone de ségrégation modale, hors mis la divergence de la lumière dans le plan du guide.

L'étape suivante consiste à cliver l'échantillon à sa longueur appropriée et acquérir sa réponse en transmission. Deux informations importantes en sont déduites, soit la position spectrale de la bande photonique interdite ainsi que l'intensité du flux optique traversant le système. La première donne une nouvelle évaluation de la conformité de l'échantillon, tandis que la seconde renseigne sur la gamme dynamique du système optique. Celle-ci est définie comme l'écart entre le signal et le niveau de bruit. Comme le mode d'opération du dispositif est basé sur une forte atténuation, l'emploi judicieux de la gamme dynamique est capital. Rappelons que, selon nos modèles, le capteur devrait afficher des pertes de $13,2 \text{ dB/cm}$ en situation d'accord de phase. Si on dispose par exemple d'une gamme de 5 dB , on devrait apposer un ruban d'or d'une longueur de $5/13,2 = 0,38 \text{ cm}$ sur le guide de manière à faire interagir les modes entre eux sur une distance suffisante pour générer des pertes couvrant toute la gamme dynamique.

Finalement, une première recherche d'accord de phase peut être réalisée expérimentalement. En principe, il suffit d'appliquer une goutte d'eau sur la zone métallisée du guide d'onde et de constater une forte atténuation dans le spectre transmis. En pratique cependant, la très grande sensibilité du capteur complique sa démonstration expérimentale. Dans le cas où l'indice de réfraction du liquide employé ne correspond pas tout à fait à celui figurant dans les simulations, la condition d'accord de phase pourrait se trouver hors de la fenêtre spectrale couverte par la bande photonique interdite. Il est fort probable que plusieurs solutions d'indice de réfraction très légèrement différents soient nécessaires afin d'obtenir un tout premier couplage des modes entre eux. Une autre option à considérer est de chauffer le liquide progressivement de manière à faire varier son indice de réfraction. Cependant, rien n'indique que les contraintes mécaniques causées par l'échauffement du guide lui-même satisferont les conditions de stabilité imposées par le couplage optique. En somme, un peu d'improvisation devrait s'avérer nécessaire pour arriver à une première démonstration de faisabilité.

4.6 Impacts appréhendés de notre proposition

Ce chapitre a présenté les travaux effectués par notre unité de recherche avec pour objectif de développer une nouvelle génération de capteurs plasmoniques. Sous leur forme actuelle, ces dispositifs sont coûteux et volumineux, ce qui a pour conséquence que leur emploi est restreint à seulement quelques applications en laboratoire. En réponse à ces importantes limites, notre proposition de capteur basé sur un guide d'onde à bande photonique interdite a le potentiel d'offrir une solution performante, à coût réaliste, adaptable à une grande variété d'applications ainsi que plus facilement intégrable et transportable. Des techniques de fabrication matures et répandues donnent un bon contrôle sur la qualité et la fiabilité de nos dispositifs. De plus, comme plusieurs unités peuvent être fabriquées sur une seule gaufre de silicium, leur production de masse à faible coût est

tout à fait envisageable. Dans la mesure où une démonstration expérimentale confirmerait les bonnes performances prévues par nos modèles, nos travaux pourraient ouvrir aux capteurs plasmoniques de nouveaux champs d'application jusque-là laissés pour compte. Éventuellement, l'intégration de nos capteurs à des unités de détection portatives pourrait contribuer à étendre le spectre d'applications des capteurs plasmoniques tant dans les domaines militaires, médicaux et industriels.

CHAPITRE 5

ARTICLE 2 : PHOTONIC BANDGAP FIBER-BASED SURFACE PLASMON RESONANCE SENSORS

Ce chapitre est dédié à un article publié dans la revue *Optics Express* le 24 août 2007 (Gauvreau et al., 2007). Les auteurs de ces travaux sont B. Gauvreau, A. Hassani, M. Fassi Fehri, A. Kabashin et Maksim Skorobogatiy¹. Ils présentent les résultats de simulation de deux familles de capteurs plasmoniques basés sur des fibres optiques à cristaux photoniques. Le principe d'opération de chacun des concepts présentés dans cet article repose sur le couplage entre un mode guidé de la fibre et un mode plasmonique localisé en périphérie. Ce dernier est extrêmement sensible au milieu ambiant et son comportement se répercute sur le mode guidé de la fibre. Deux types de guides furent étudiés à titre de capteurs, les fibres de Bragg et les fibres microstructurées en nid d'abeille.

¹Département de Génie Physique, École Polytechnique de Montréal, Montréal Canada

5.1 Abstract

The concept of photonic bandgap fiber-based surface plasmon resonance sensor operating with low refractive index analytes is developed. Plasmon wave on the surface of a thin metal film embedded into a fiber microstructure is excited by a leaky Gaussian-like core mode of a fiber. We demonstrate that by judicious design of the photonic crystal reflector, the effective refractive index of the core mode can be made considerably smaller than that of the core material, thus enabling efficient phase matching with a plasmon, high sensitivity, and high coupling efficiency from an external Gaussian source, at any wavelength of choice from the visible to near-IR. To our knowledge, this is not achievable by any other traditional sensor design. Moreover, unlike the case of total internal reflection waveguide-based sensors, there is no limitation on the upper value of the waveguide core refractive index, therefore, any optical materials can be used in fabrication of photonic bandgap fiber-based sensors. Based on numerical simulations, we finally present designs using various types of photonic bandgap fibers, including solid and hollow core Bragg fibers, as well as honeycomb photonic crystal fibers. Amplitude and spectrum based methodologies for the detection of changes in the analyte refractive index are discussed. Furthermore, sensitivity enhancement of a degenerate double plasmon peak excitation is demonstrated for the case of a honeycomb fiber. Sensor resolutions in the range $7 \cdot 10^{-6} - 5 \cdot 10^{-5}$ RIU were demonstrated for an aqueous analyte.

5.2 Introduction

Propagating at the metal/dielectric interface, surface plasmons (Agranovich and Mills, 1982) are extremely sensitive to changes in the refractive index of the dielectric. This feature constitutes the core of many Surface Plasmon Resonance (SPR) sensors. Typically, these sensors are implemented in the Kretschmann-Raether prism geometry where

p-polarized light is launched through a glass prism and reflected from a thin metal (Au, Ag) film deposited on the prism facet (Kretschmann and Raether, 1968). The presence of a prism allows phase matching of an incident electromagnetic wave with a plasmonic wave at the metal/ambient dielectric interface at a specific combination of the angle of incidence and wavelength. Mathematically, phase matching condition is expressed as an equality between the plasmon wavevector and a projection of the wavevector of an incident wave along the interface. Since plasmon excitation condition depends resonantly on the value of the refractive index of an ambient medium within 100 – 300 nm from the interface, the method enables, for example, detection, with unprecedented sensitivity, of biological binding events on the metal surface (Liedberg et al., 1983). The course of a biological reaction can then be followed by monitoring angular (Liedberg et al., 1983; Melendez et al., 1996), spectral (Zhang and Uttamchandani, 1988) or phase (Kabashin and Nikitin, 1998; Grigorenko et al., 1999) characteristics of the reflected light. However, the high cost and large size of commercially available systems makes them useful mostly in a laboratory, while many important field and other applications still remain out of the reach for this method.

Using optical waveguides and fibers instead of bulk prism configuration in plasmonic sensors offers miniaturization, high degree of integration and remote sensing capabilities. In fiber and waveguide-based sensors, one launches the light into a waveguide core and then uses coupling of a guided mode with a plasmonic mode to probe for the changes in the ambient environment. To excite efficiently a surface plasmon, the phase matching condition between a plasmon and a waveguide mode has to be satisfied, which mathematically amounts to the equality between their modal propagation constants (effective refractive indices). Over the past decade, driven by the need for miniaturization of SPR sensors, various compact configurations enabling coupling between optical waveguide modes and surface plasmonic waves have been investigated. Among others, metallized single mode, multimode and polarization maintaining waveguides and fibers, metallized

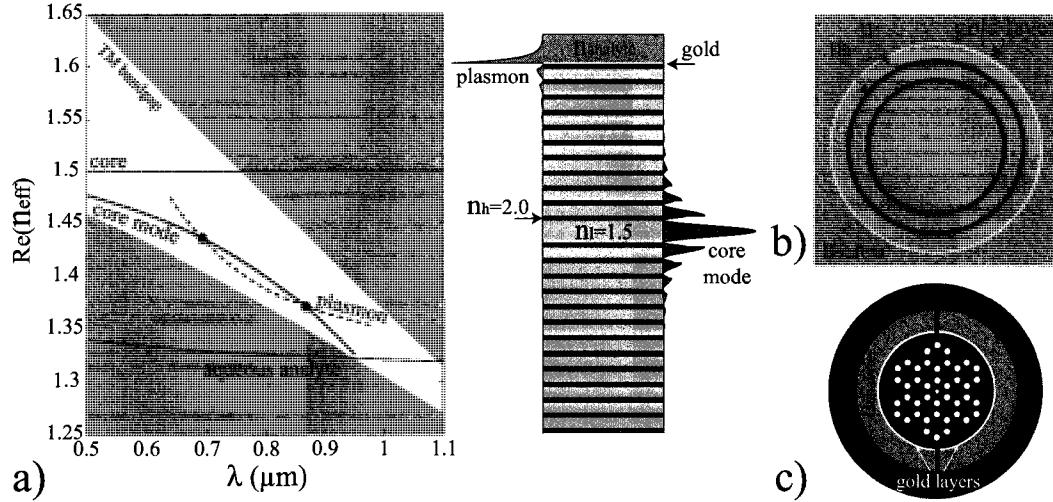


FIG. 5.1 Schematics of various photonic crystal waveguide-based SPR sensor implementations. a) Single mode planar photonic crystal waveguide-based SPR sensor. The dispersion relation of the core guided mode is in solid blue, that of the plasmon is in thick dashed red. Inset - coupler schematic ; $|S_z|$ of a plasmon (left) and a core mode (right). b) Solid core Bragg fiber-based SPR sensor. c) Microstructured core, honeycomb photonic crystal fiber-based SPR sensor.

tapered fibers, metallized fiber Bragg gratings (Vidal et al., 1993; Alonso et al., 1994; Homola, 1995; Tubb et al., 1997; Homola, 1995; Diez et al., 2001; Piliarik et al., 2003; Monzón-Hernández et al., 2004; Monzón-Hernández et al., 2004; Suzuki et al., 2006; Ctyroky et al., 1999a; Al-Bader and Imtaar, 1993; Jorgenson and Yee, 1993; Trouillet et al., 1996; Ctyroky et al., 1999b; Weisser et al., 1999; Gupta and Sharma, 2005) and, recently, solid core microstructured fibers (Kuhlmeij et al., 2006; Hassani and Skorobogatiy, 2006; Hassani and Skorobogatiy, 2007a), as well as planar photonic crystal waveguides (Skorobogatiy and Kabashin, 2006b; Skorobogatiy and Kabashin, 2006a) have been studied. In the majority of fiber implementations (with an exception of microstructured fibers), one typically strips fiber polymer jacket and polishes off fiber cladding until fiber core is exposed ; then, a metal layer is deposited directly onto a fiber core. Thus functionalized surface of a fiber core is then exposed to an analyte.

Ideally, one would use a single mode fiber or waveguide with all the power travelling in a single Gaussian-like core mode operating near the point of resonant excitation of the plasmon (Lavers and Wilkinson, 1994; Harris and Wilkinson, 1995; Weiss et al., 1996; Homola et al., 1997b; Homola et al., 1997a; Dostalek et al., 2001; Sheridan et al., 2004). Gaussian shape of a core mode is important as it is best suited for the excitation by standard Gaussian laser sources. Near the point of phase matching, most of the energy launched into a waveguide core mode should be efficiently transferred into a plasmon mode. However, in the Total Internal Refraction (TIR) single mode waveguides with low refractive index-contrast, coupling with a plasmon is realized at essentially grazing angles of modal incidence on the metal layer. As follows from the basic SPR theory, coupling at such grazing incidence angles leads to an inevitable decrease of sensitivity of the SPR method. In principle, high index-contrast single mode waveguides could be employed to increase the angle of modal incidence on the interface. Overall, in the single mode waveguide-based sensors, phase matching between plasmon and fundamental waveguide mode is typically hard to realize. This is related to the fact that the effective refractive index of a core guided mode is close to the refractive index of the core material, which is typically larger than 1.45 due to practical material limitations. The effective refractive index of a plasmon is close to the refractive index of an ambient medium which is typically air $n_a = 1$ (gas sensing) or water $n_a = 1.3$ (biological sensing). Thus, large discrepancy in the effective indices makes phase matching between the two modes hard to achieve, with an exception of the high frequencies ($\lambda < 650 \text{ nm}$), where the plasmon dispersion relation deviates towards higher refractive indices. Thus, due to practical limitation on the lowest value of the waveguide core and cladding refractive indices, single mode TIR waveguide-based sensors were demonstrated almost exclusively in the visible where phase matching condition is easier to enforce.

Problems with phase matching and loss of sensitivity due to shallow angles of incidence could be, in principle, alleviated by using multimode waveguides (Jorgenson and

Yee, 1993; Trouillet et al., 1996; Ctyroky et al., 1999b; Weisser et al., 1999; Gupta and Sharma, 2005). If launched properly, modal effective propagation angles in such waveguides can be much steeper, also resulting in smaller effective refractive indices. However, in multimode waveguides, only a certain number of higher order modes will be phase matched with a plasmon. Thus, sensitivity and stability of such sensors depend crucially on launch conditions. Moreover, as spatial field distribution in a Gaussian-like laser source is typically not well matched with the field distribution of a higher order mode of a multimode waveguide, only a small fraction of energy can be launched into such a mode resulting, again, in decreased sensitivity.

In this paper, we present design principles of the novel photonic bandgap fiber-based SPR sensors, and show that they integrate advantages of both the single mode and multimode waveguide-based SPR sensors. Moreover, in photonic bandgap fiber-based SPR sensors, fundamental Gaussian-like leaky core mode can be phase matched with a plasmon at any desired wavelength of operation, thus enabling sensing anywhere from the visible to mid-IR. The term “leaky mode” generally refers to the guidance mechanism where effective refractive index of a propagating mode is smaller than that of the waveguide cladding. Such unusual modes are called leaky modes as, outside of a waveguide core, they tunnel through the finite size reflector, and finally radiate into a substrate. Leaky modes, therefore, are inherently lossy. When guided within a reflector bandgap, leaky modes decay exponentially with respect to distance into the microstructured cladding. The effective refractive indices of the leaky core modes can be arbitrarily smaller than that of a waveguide core material, thus enabling phase matching with a plasmon at any desirably frequency. Moreover, the lowest loss leaky core mode typically exhibits a Gaussian-like intensity distribution in the waveguide core region, thus enabling its convenient excitation by the Gaussian beam of an external light source. Using such a leaky mode for sensing gives the additional advantage of an effectively single mode propagation regime. In particular, when a set of modes is excited at a sensor input, hi-

gher order leaky modes radiate out faster than a fundamental mode. Consequently, after a certain propagation distance, only the lowest loss mode is left in the waveguide core. Finally, the effective angle of modal incidence onto a metal film, and hence sensitivity, can be varied at will by a proper selection of the waveguide core and reflector materials.

Example of a planar photonic bandgap waveguide-based sensor (considered in great details in (Skorobogatiy and Kabashin, 2006b; Skorobogatiy and Kabashin, 2006a)) operating at 800nm is shown in the inset of Fig. 5.1(a). There, a core of refractive index $n_{core} = 1.5$ is surrounded with a periodic photonic crystal reflector having refractive indices $n_h = 2.0$ and $n_l = 1.5$. The multilayer is covered with a thin gold layer facing aqueous analyte. Detailed analysis shows that the effective refractive index of a plasmonic wave at a gold-water interface at 800 nm is ~ 1.38 . With a proper choice of the reflector layer thicknesses, one can then position reflector bandgap to be most efficient for guiding the core modes having refractive indices around that of the plasmon. In such a sensor, the core guided Gaussian-like mode (thick blue curve in the inset) is mostly confined to the waveguide core region, while the plasmon (thick dashed curve in the inset) is localized at the gold-water interface. Finally, by tuning the waveguide core size, one achieves phase matching between the two modes exactly at 800 nm.

In the rest of the paper, we present a theoretical study of SPR sensor designs based on the various types of photonic bandgap fibers, rather than planar waveguides. The advantages of the fiber based sensors over their planar counterparts include lower manufacturing cost, possibility of distributed sensing, and incorporation of microfluidics capabilities directly into the fibers. We start by designing sensors using solid core or analyte filled hollow core Bragg fibers (see Fig. 5.1(b)) operating at 633 nm, 760 nm, 1550 nm. We argue that for plasmon excitation in the near-IR, the analyte filled hollow core Bragg fibers present a potent solution. We then present an SPR sensor based on a honeycomb photonic crystal fiber Fig. 5.1(c) operating at 1060 nm. We further demonstrate a novel sensing mechanism based on the detection of breaking of an accidental degeneracy bet-

ween the two plasmonic excitations. We conclude by summarizing major findings of the paper.

5.3 SPR sensors using photonic crystal Bragg fibers

In this section, we propose two distinct approaches for fiber-based SPR sensing in aqueous solutions using respectively solid or hollow core photonic crystal Bragg fibers. In both cases, a thin gold layer is deposited on the outer surface of a Bragg fiber in direct contact with an analyte. By tailoring the dispersion relation of the core guided mode of a Bragg fiber, the phase matching condition is obtained at various wavelengths in the visible and near-IR.

5.3.1 Large solid core Bragg fiber-based sensor

The first design approach consists of using the low loss HE_{11} Gaussian-like core mode of a Bragg fiber, and then lowering its effective refractive index towards that of a plasmon by the proper choice of the fiber reflector geometry and core size. The choice of the HE_{11} mode over other modes is motivated by its optimal spatial overlap with common Gaussian laser sources. Moreover, among other modes with angular momentum 1, HE_{11} typically exhibits the lowest loss. Thus, when long enough span of a Bragg fiber is used, an effectively single mode regime of operation can be achieved by the outward radiation of lossier modes, thus reducing the overall noise limit of the sensor.

Particularly, we consider solid core photonic crystal Bragg fibers made of two materials with refractive indices $n_l = 1.42$ and $n_h = 1.60$. Prototypes of such fibers have been recently fabricated in our group by using a poly(vinylene difloride) (PVDF)/polycarbonate (PC) material combinations (Gao et al., 2006). In such fibers, a solid core of refractive

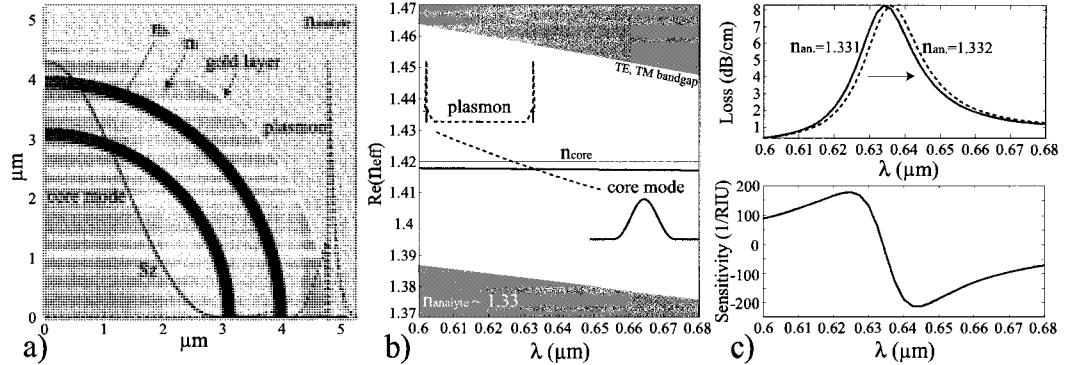


FIG. 5.2 Large solid core photonic crystal Bragg fiber-based SPR sensor. a) Schematic of the sensor. The low refractive index core is surrounded by a concentric photonic crystal reflector. Outside, the reflector is goldplated for plasmon excitation. The gold layer is bordered by an aqueous analyte. The energy flux distribution across the fiber cross-section is shown with a solid curve for the fundamental core mode, and with a dashed curve for the plasmonic mode. b) Band diagram of the sensor modes showing the dispersion relation of the fundamental core mode (thick solid curve), and plasmonic mode (dashed curve). Common part of the TE, TM bandgaps of a periodic planar reflector is shown as a clear region, while gray regions correspond to the continuum of bulk reflector states. In a large core Bragg fiber, the effective refractive index of the fundamental core mode is close to the refractive index of the core material. c) Upper part : solid curve shows loss of the fundamental core mode near the phase matching point with the plasmon. The modal loss reaches its maximum at the phase matching wavelength. The dashed line shows a shift of the modal loss curve when the refractive index of the analyte is varied. Lower part : computed dependence of the sensor amplitude sensitivity over wavelength.

index n_l is surrounded by N alternating high and low refractive index reflector layers of thicknesses d_l , and d_h (see Fig. 5.2). A typical choice of the reflector layer thicknesses follows the quarter wave relation (Skorobogatiy, 2005) :

$$d_{l,h} = \frac{\lambda_c}{4\sqrt{n_{l,h}^2 - n_{eff}^2(\lambda_c)}}, \quad (5.1)$$

where λ_c is the operating wavelength and $n_{eff}(\lambda_c)$ is a desired effective refractive index of a bandgap guided core mode at that wavelength. This choice of the reflector para-

meters, guarantees efficient bandgap guidance at λ_c of a mode with effective refractive index $n_{eff}(\lambda_c)$, however, it does not guarantee the existence of such a mode. As it will be detailed in the following, one way of positioning a core mode dispersion relation inside of a fiber bandgap is by varying the fiber core diameter d_c . Namely, in the large core diameter Bragg fibers with $d_c \gg \lambda_c$, the effective refractive index of the fundamental core mode is close to that of the core material. By decreasing the fiber core size, one can consistently reduce the core mode effective refractive index.

In the context of SPR sensing, λ_c also corresponds to the wavelength of desired phase matching between a plasmon and a core mode. Then, a reasonable approximation to $n_{eff}(\lambda_c)$ is a value close to that of the effective refractive index of a plasmonic wave propagating at a planar gold-analyte interface :

$$n_{eff}^2(\lambda_c) \simeq \frac{\epsilon_{gold}(\lambda_c)\epsilon_a(\lambda_c)}{\epsilon_{gold}(\lambda_c) + \epsilon_a(\lambda_c)}, \quad (5.2)$$

where ϵ_a is the dielectric constant of the analyte and ϵ_{gold} is the dielectric constant of the gold layer approximated by the Drude model :

$$\epsilon_{gold} = \epsilon_\infty - \frac{(\lambda/\lambda_p)^2}{1 + i(\lambda/\lambda_t)}, \quad (5.3)$$

where $\epsilon_\infty = 9.75$, $\lambda_t = 13.0 \mu m$, $\lambda_p = 0.138 \mu m$.

With these choices of $n_{eff}(\lambda_c)$ and λ_c , we are still left with two free parameters, which are the number of layers N in the Bragg reflector, and the fiber core size d_c . In metallized Bragg fibers, guided modes incur additional losses due to high absorption of the metal film. When operating within the bandgap of a Bragg fiber reflector, the fields of a leaky core mode decay exponentially into the periodic reflector. Therefore, modal presence in the metallized region also decreases exponentially with respect to the number of reflector layers. Thus, variation in the number of reflector layers will primarily effect the core

mode propagation loss.

We now investigate in more details the effect of the core size on the modal structure of an SPR sensor. First, we consider a Bragg fiber sensor having large core diameter $d_c = 6 \mu m$, operating in the vicinity of $\lambda_c = 633 nm$, and featuring a 4 layer reflector plated with a $40 nm$ thick layer of gold (see Fig. 5.2(a)). Reflector layer thicknesses are chosen in accordance with (5.1) with $n_{eff} = 1.4$, thus resulting in $d_l = 666 nm$, $d_h = 204 nm$. More than 99 % of the modal energy is confined within the core. In Fig. 5.2(b) we present the band diagram of thus defined Bragg fiber sensor. Common TM, TE bandgap of a corresponding infinitely periodic Bragg reflector is presented as a clear region, while gray regions signify a continuum of reflector bulk states. For a large core photonic crystal Bragg fiber, the effective refractive index of the lowest loss leaky mode (thick solid line) is close to that of the refractive index of the core material (thin solid line). The dispersion relation of the plasmon mode is shown as thick dashed line. By a proper design of the Bragg fiber reflector, the dispersion relations of the core guided and plasmonic modes near λ_c are positioned well inside of the reflector band gap. Therefore, the fundamental core mode (solid curve in Fig. 5.2(a)) is well confined within the Bragg fiber core, while the plasmon mode (dashed curve in Fig. 5.2(a)) is mostly confined to the metal coating and the last reflector layer. By design, the phase matching between the core and plasmonic modes is achieved at $\lambda_c \simeq 634 nm$.

In the upper plot of Fig. 5.2(c), the propagation loss of the core mode is presented as a function of wavelength. As seen from this figure, the loss of the core mode peaks at the wavelength of phase matching with the plasmon mode. Near this phase matching point, the fields of the core guided mode contain a strong plasmonic contribution. As the plasmon exhibits very high propagation loss, that of the core mode will also exhibit sharp increase near the phase matching point. An important aspect of the proposed setup is the freedom of adjusting the loss of the core mode. As penetration of the leaky mode reduces exponentially within the multilayer reflector, the coupling strength between the

plasmon and core modes can be controlled by changing the number of reflector layers situated between the waveguide core and the metal film. Ultimately, higher coupling strength leads to higher modal losses, hence, shorter sensor length.

When the real part of the analyte refractive index is varied, the plasmon dispersion relation displaces accordingly, thus leading to a shift in the position of the phase matching point with the core guided mode. Consequently, in the vicinity of the phase matching point, the loss of the core guided mode varies strongly with changes in the analyte refractive index (see the upper part of Fig. 5.2(c)). The simplest mode of operation of such a fiber-based SPR sensor consists of a detection of small changes in the bulk refractive index of an analyte. There are two main modalities of SPR detection - amplitude based and spectral based. In the amplitude based approach, all the measurements are performed at a single wavelength. The advantage of this method is its simplicity and low cost as no spectral manipulation is required. The disadvantage is a smaller operational range and lower sensitivity when compared to the wavelength interrogation approach in which transmission spectra are taken and compared before and after the change in the analyte has occurred.

We start by describing a single wavelength, amplitude based detection method. We define $\alpha(\lambda, n_a)$ to be the transmission loss of the core mode as a function of the wavelength and refractive index of the analyte n_a . Considering P_0 to be the power launched into the fiber core mode, the power detected after propagation along the sensor of length L will be $P(L, \lambda, n_a) = P_0 \exp(-\alpha(\lambda, n_a)L)$. For the operational wavelength λ , the amplitude sensitivity to the dn_a change in the analyte refractive index can then be defined as $S_A(\lambda)[RIU^{-1}] = (P(L, \lambda, n_a + dn_a) - P(L, \lambda, n_a))/P(L, \lambda, n_a)/dn_a$. The sensor length L is typically limited by the modal transmission loss. A reasonable choice of a sensor length is $L = 1/\alpha(\lambda, n_a)$, which falls into a $\sim 1 \text{ cm}$ range for the large core Bragg fiber-based sensor described in this section. Such choice of a sensor length results

in a simple definition of sensitivity for the small changes in the analyte refractive index

$$S_A(\lambda)[RIU^{-1}] = \frac{1}{P(L, \lambda, n_a)} \frac{\partial P(L, \lambda, n_a)}{\partial n_a} = -\frac{1}{\alpha(\lambda, n_a)} \frac{\partial \alpha(\lambda, n_a)}{\partial n_a}. \quad (5.4)$$

In the lower part of Fig. 5.2(c) we present the amplitude sensitivity of the computed large core Bragg fiber-based SPR sensor. The maximal sensitivity is achieved at 644 nm and equals to 214 RIU^{-1} . It is typically a safe assumption that a 1 % change in the transmitted intensity can be detected reliably, which leads to the sensor resolution of $4.7 \cdot 10^{-5}\text{ RIU}$.

In the wavelength interrogation mode, changes in the analyte refractive index are detected by measuring the displacement of the plasmonic peak λ_{peak} . In this case, sensitivity is defined as

$$S_\lambda[nm \cdot RIU^{-1}] = \frac{d\lambda_{peak}(n_a)}{dn_a}. \quad (5.5)$$

In the case of a large core Bragg fiber-based sensor we find that the corresponding spectral sensitivity is $1900\text{ nm} \cdot RIU^{-1}$. It is typically a safe assumption that a 0.1 nm change in the position of a resonance peak can be detected reliably, which leads to a sensor resolution of $5.3 \cdot 10^{-5}\text{ RIU}$.

5.3.2 Small solid core Bragg fiber-based sensor

With this second design, we explore the possibility of considerably reducing the effective refractive index of the core mode by reducing the fiber core size. This enables plasmonic excitation to take place at higher wavelengths in the near-IR. Thus, with the same overall structure of a Bragg reflector as in the prior case, by reducing the fiber core diameter down to $d_c = 1.8\text{ }\mu\text{m}$, the plasmonic excitation at the interface with aqueous analyte is demonstrated at 760 nm .

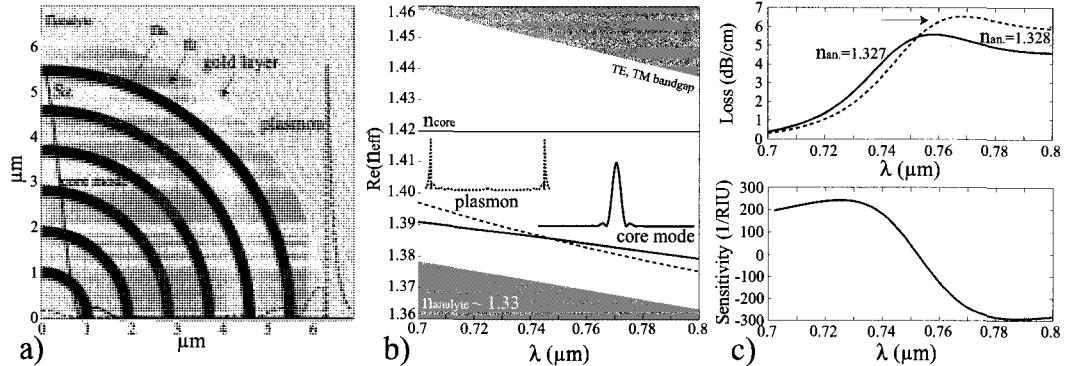


FIG. 5.3 Small solid core photonic crystal Bragg fiber-based SPR sensor. a) Schematic of the sensor. A low refractive index core is surrounded by a concentric photonic crystal reflector. Outside, the reflector is goldplated for plasmon excitation. The gold layer is bordered by an aqueous analyte. The energy flux distribution across the fiber cross-section is shown with a solid curve for the fundamental core mode, and with a dashed curve for the plasmonic mode. b) Band diagram of sensor modes. Dispersion relation of the fundamental core mode (thick solid curve), and plasmonic mode (dashed curve). The common part of the TE, TM bandgaps of a periodic planar reflector is shown as a clear region, while gray regions correspond to the continuum of bulk reflector states. In a small core Bragg fiber, the effective refractive index of the fundamental core mode can be much smaller than the refractive index of the core material. c) Upper part : the solid curve shows loss of the fundamental core mode near the phase matching point with the plasmon. The modal loss reaches its maximum at the phase matching wavelength. The dashed line shows a shift of the modal loss curve when the refractive index of the analyte is varied. Lower part : computed dependence of the sensor amplitude sensitivity on wavelength.

In Fig. 5.3(a) we show a cross-section of the small solid core photonic crystal Bragg fiber sensor, and the energy flux distributions in its leaky HE_{11} core mode and plasmonic mode. Reflector layer thicknesses were chosen according to (5.1) with $n_l = 1.42$, $n_h = 1.6$, $\lambda_c = 760 \text{ nm}$ and $n_{eff} = 1.39$, thus resulting in $d_l = 654 \text{ nm}$, $d_h = 240 \text{ nm}$. The total number of layers is $N = 12$. The amount of energy in the core is 78 %. In Fig. 5.3(b) we present the band diagram of thus defined Bragg fiber sensor. Common TM, TE bandgap of a corresponding infinitely periodic Bragg reflector is presented as a clear region, while gray regions signify a continuum of reflector bulk states. In this

small core photonic crystal Bragg fiber, the effective refractive index of the core guided HE_{11} mode (thick solid line) can be considerably smaller than the refractive index of a core material (thin solid line). Dispersion relation of the plasmon mode is shown as thick dashed line. In this particular case, the dispersion relation of the core guided mode is shifted towards the lower edge of the reflector bandgap, therefore, the core mode (solid curve in Fig. 5.3(a)) and plasmonic mode (dashed curve in Fig. 5.3(a)) are not strongly confined, penetrating significantly into the reflector region. The phase matching between the core and plasmonic modes is achieved at $\lambda_c \simeq 758 \text{ nm}$.

In the upper plot of Fig. 5.3(c), the propagation loss of the core mode is presented as a function of the wavelength. As seen from this figure, it peaks at the wavelength of phase matching with the plasmon mode. In the lower part of Fig. 5.3(c), we present the amplitude sensitivity (5.4) of the proposed small solid core Bragg fiber-based SPR sensor. Maximal sensitivity is achieved at 788 nm and is equal to 293 RIU^{-1} . Assuming that a 1 % change in the transmitted intensity can be detected reliably, this leads to a sensor resolution of $3.4 \cdot 10^{-5} \text{ RIU}$. Finally, we find that the corresponding spectral sensitivity (5.5) is $10200 \text{ nm} \cdot \text{RIU}^{-1}$. Assuming that a 0.1 nm change in the position of a resonance peak can be detected reliably, this leads to a sensor resolution of $9.8 \cdot 10^{-6} \text{ RIU}$. The sensor length in this case is in a $\sim 1 \text{ cm}$ range.

5.3.3 Analyte-filled hollow-core Bragg fiber-based sensor

When designing fiber-based SPR sensors in the near-IR, one faces a difficult problem of phase matching a plasmon with a core guided mode. The reason for such difficulty is the fact that, in this spectral region, the effective refractive index of a plasmon becomes very close to that of an analyte, which for aqueous solutions, for example, is $n_a \simeq 1.32$. As described in the previous section, to lower the effective refractive index of a core guided mode to that of a plasmon, one can use a small solid core Bragg fiber with a

properly positioned bandgap region. In that case, however, fiber core size becomes too small for convenient coupling. To resolve this problem, we suggest using a large analyte-filled hollow core Bragg fiber shown in Fig. 5.4(a). In this case, as described earlier, the effective refractive index of a core mode (thick solid line in Fig. 5.4(b)) is close and somewhat smaller than the refractive index of the core material (analyte). In turn, the plasmon refractive index (dashed line in Fig. 5.4(b)) is close and somewhat larger than the refractive index of the analyte. To enable phase matching between the core mode and the plasmon, one has to force the core mode to cross over the radiation line of the analyte. As detailed in (Engeness et al., 2003), to force such a crossing, one has to introduce a defect into the structure of the reflector so as to induce anticrossing of the core mode with a reflector defect state (marked as a dashed circular region in Fig. 5.4(b)).

The particular sensor geometry implementing this design principle is presented in Fig. 5.4 (a). In this sensor, an analyte-filled fiber core of diameter $d_c = 10 \mu\text{m}$ is surrounded by an 18 layer reflector with alternating refractive indices $n_l = 1.42$, and $n_h = 1.6$. In accordance with (5.1) where $\lambda_c = 1550 \text{ nm}$ and $n_{eff} = 1.3109$, all the low refractive index layers, with an exception of the 18th layer, have thicknesses $d_l = 710 \text{ nm}$; all the high refractive index layers, with an exception of the first one, have thicknesses of $d_h = 422 \text{ nm}$. On the outside, the reflector is plated with a 40nm gold layer. Two defects are incorporated into the structure of the Bragg reflector. The first defect is introduced by halving the outer layer thickness to 355 nm. This defect is introduced to get rid of an unwanted surface state at the fiber metal-analyte interface. The second defect is introduced into the first high refractive index layer which thickness is increased to 1005 nm. The high refractive index defect created by the first layer of the reflector attracts a localized state that causes anticrossing with the core mode, thus forcing the core mode to cross over the dispersion relation of the analyte, and enabling phase matching with the plasmon.

The main disadvantage of this plasmon excitation mechanism is that the intensity distri-

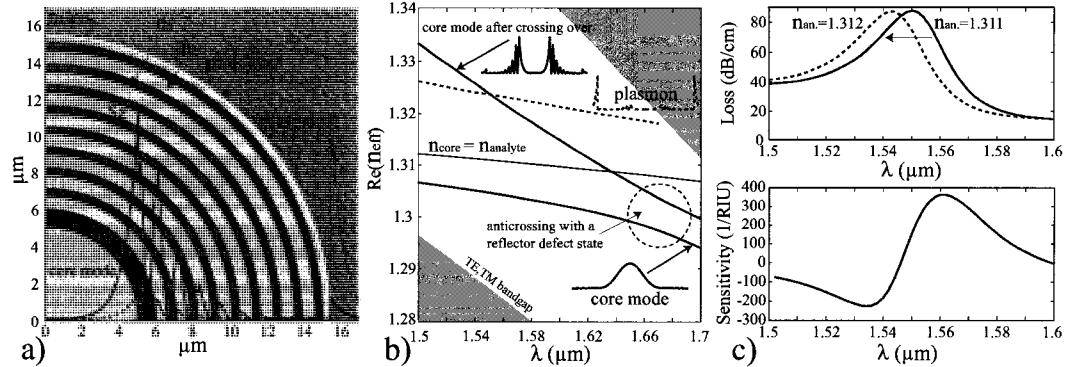


FIG. 5.4 Analyte-filled large hollow core photonic crystal Bragg fiber-based SPR sensor. a) Schematic of the sensor. The analyte-filled hollow core is surrounded by a concentric photonic crystal reflector. Outside, the reflector is goldplated for plasmon excitation. The gold layer is bordered by an aqueous analyte. The energy flux distribution across the fiber cross-section is shown in solid curve for the fundamental core mode, and in dashed curve for the plasmonic mode. b) Band diagram of sensor modes. Dispersion relation of the fundamental core mode crossing over the analyte light line (thick solid curve), and plasmonic mode (dashed curve). Common part of the TE, TM bandgaps of a periodic planar reflector is shown as a clear region, while gray regions correspond to the continuum of bulk reflector states. In a large analyte-filled hollow core Bragg fiber, the effective refractive index of the fundamental core mode is close to the refractive index of the analyte. By introducing a defect into the multilayer structure, one can force a core mode to cross over the analyte radiation line. c) Upper part : solid curve shows loss of the crossed-over core mode near the phase matching point with the plasmon. The modal loss reaches its maximum at the phase matching wavelength. The dashed line shows a shift of the modal loss curve when the refractive index of the analyte is varied. Lower part : dependence of the sensor amplitude sensitivity on wavelength.

bution in a crossed-over core mode, is not Gaussian-like anymore. In fact, such a mode is evanescent in the analyte region, hence, it becomes somewhat difficult to excite it with a common Gaussian laser source. However, when the plasmon dispersion relation is very close to that of the analyte (as it is the case in the near-IR), then evanescent tail of a crossed-over core mode can extend substantially into the analyte filled core region, thus simplifying considerably coupling to such a mode. For example, design of Fig. 5.4(a) enables phase matching with a plasmon at 1550 nm (as seen from Fig. 5.4(b)). At this

wavelength, the crossed-over core mode still has 29 % of its energy concentrated in the analyte filled hollow fiber core.

We conclude with sensitivity analysis of the proposed near-IR SPR sensor. In the lower part of Fig. 5.4(c), we present the sensor amplitude sensitivity (5.4). the maximal sensitivity is achieved at 1561 nm and is equal to 365 RIU^{-1} . Assuming that a 1 % change in the transmitted intensity can be detected reliably, this leads to a sensor resolution of $2.7 \cdot 10^{-5}\text{ RIU}$. Finally, we find that the corresponding spectral sensitivity (5.5) is $7000\text{ nm} \cdot \text{RIU}^{-1}$. Assuming that a 0.1 nm change in the position of a resonance peak can be detected reliably, this leads to a sensor resolution of $1.4 \cdot 10^{-5}\text{ RIU}$. The sensor length in this case is in $\sim 1\text{ mm}$ range.

5.4 SPR sensors using microstructured photonic crystal fibers

In the previous section we have presented several design strategies for the SPR sensors based on photonic crystal Bragg fibers. In principle, any photonic bandgap fiber can be used in place of a Bragg fiber to develop such sensors. In this section we present an example of a SPR sensor based on a solid core honeycomb photonic crystal fiber. Moreover, novel sensing mechanism is discussed, where splitting of an accidentally degenerate plasmonic peak into two peaks is used for detection of changes in the analyte refractive index.

In Fig.5.5(a) Schematic of a honeycomb photonic crystal fiber-based SPR sensor is presented. The design parameters are chosen as follows, the center to center distance between adjacent holes is $\Lambda = 0.77\text{ }\mu\text{m}$, the cladding hole diameter is $d = 0.55\Lambda$, the diameter of the hole in the core center is $d_c = 0.35\Lambda$. The fiber is made of silica glass with a refractive index of $n_{\text{glass}} = 1.45$, the core and cladding holes are filled with air $n_{\text{air}} = 1$, while the large semi-circular channels are plated with a 40 nm thick layer of

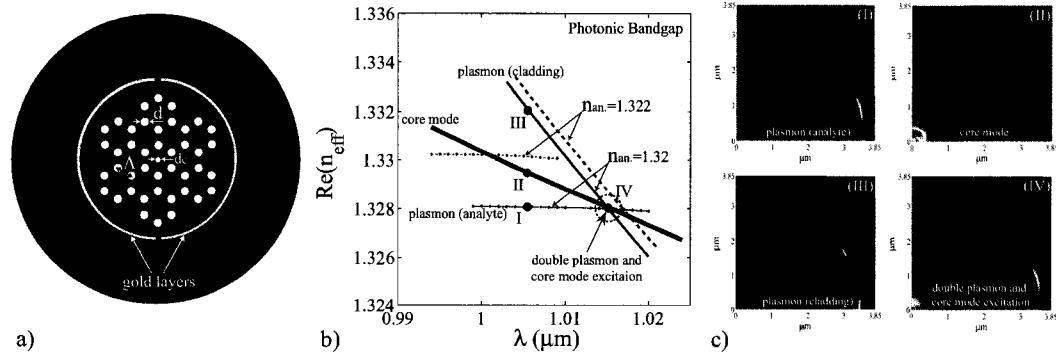


FIG. 5.5 Solid core honeycomb photonic crystal fiber-based SPR sensor. a) Schematic of the sensor. The solid core having a small central hole is surrounded with a honeycomb photonic crystal reflector. Two large channels are integrated to implement analyte access to the fiber reflector region. The channels are goldplated for plasmon excitation. The gold layer is bordered by an aqueous analyte. b) Band diagram of sensor modes. Dispersion relation of the fundamental core mode (thick solid curve), analyte bound plasmonic mode (dashed curve with circles), and cladding bound plasmonic mode (dashed curve). The bandgap of an infinitely periodic reflector is shown as a clear region. c) The energy flux distributions across the fiber cross-section are shown for the fundamental core mode (II) as well as the analyte and cladding bound plasmon modes (I,III) outside of the phase matching region. The energy flux distribution is also shown for the fundamental core mode at the phase matching point (IV) showing strong mixing of the fundamental core mode with plasmonic modes.

gold and filled with an aqueous analyte $n_a = 1.32$. The central hole in the fiber core lowers its effective refractive index compared to that of a silica cladding. Under certain conditions, such a core can support a mode confined by the bandgap of the honeycomb reflector. The core guided mode in such a fiber is analogous to that of the small solid core Bragg fiber discussed earlier. Guided by the bandgap of the fiber reflector, the effective refractive index of the core mode can be made much lower than that of the silica material. Moreover, as in the case of photonic crystal Bragg fibers, radiation loss of a bandgap guided core mode can be reduced by adding more layers into the honeycomb reflector. The main reason why we chose a honeycomb structure of the fiber reflector is because it enables a very large photonic bandgap (Murao et al., 2006; Barkou et al.,

1999), thus simplifying considerably phase matching of the core guided and plasmonic modes.

Unlike planar metal/dielectric interface that supports a single plasmonic excitation, finite size, microstructured metal layer separating two dielectrics can support multiple plasmonic modes (Hassani and Skorobogatiy, 2006; Hassani and Skorobogatiy, 2007a). Thus, when tracking losses of a core guided fiber mode as a function of wavelength, one typically observes several plasmonic peaks corresponding to phase matching between the core mode and various plasmonic modes. Particularly, one of the plasmonic modes will have most of its energy concentrated in one of the neighboring dielectrics, while the other plasmonic excitation will have most of its energy concentrated in the other neighboring dielectric. In principle, simultaneous detection of changes in several plasmonic peaks can improve sensor sensitivity ; additionally it gives a natural reference point in the measurements.

In the case of a honeycomb photonic crystal fiber-based sensor we design the fiber so that two plasmonic peaks are degenerate at 1009 nm with $n_{analyte} = 1.32$. Fig. 5.5(b) shows the dispersion relations of the Gaussian-like core mode (thick solid line), analyte bound plasmonic mode (thin solid line with circles) and cladding bound plasmonic mode (thick solid line). These dispersion relations are positioned well inside the bandgap of an infinite honeycomb reflector, which can be confirmed by the plane wave method (Barkou et al., 1999). Corresponding flux distributions of the core guided and plasmonic modes are presented in Fig. 5.5(c). The core mode loss shows a single plasmonic peak (solid curve in Fig. 5.6(a)). When the refractive index of the analyte is varied, this affects the two plasmonic dispersion relations differently. Particularly, the analyte bound plasmon mode is affected much strongly by the changes in the analyte refractive index than the cladding bound plasmonic mode. As a result, degeneracy is lifted, and two closely spaced plasmonic peaks appear in the core mode loss curve (dashed curve in Fig. 5.6(a)). For example, a 0.002 change in the analyte refractive index splits a single plasmonic

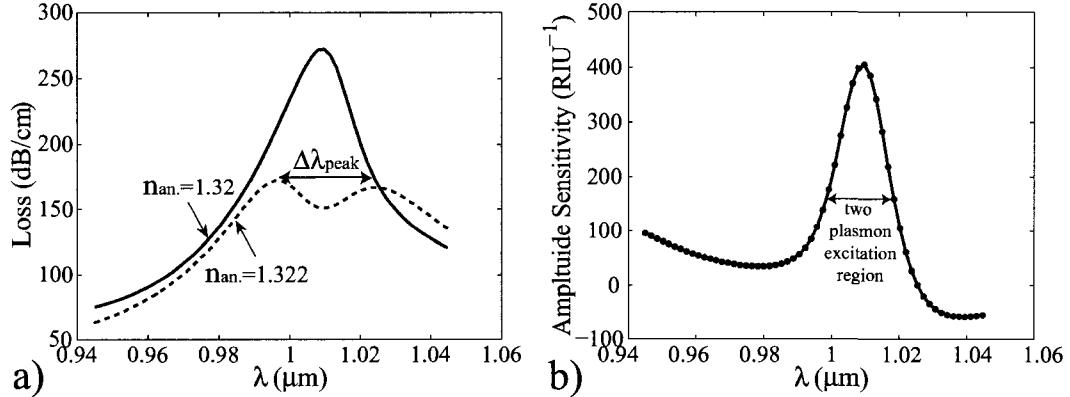


FIG. 5.6 Sensitivity of the honeycomb photonic crystal fiber-based SPR sensor. a) The solid curve shows loss of the fundamental core mode near the degenerate phase matching point with two plasmonic modes and $n_{analyte} = 1.32$. Due to degeneracy, only one peak is distinguishable in the loss curve. Dashed line shows splitting of the degeneracy in plasmonic modes when the analyte refractive index is changed to $n_{analyte} = 1.322$. b) Dependence of the sensor amplitude sensitivity on wavelength.

peak into two peaks separated by 27.5 nm. This permits a novel spectral detection technique, where relative peak separation can be used to characterize changes in the analyte refractive index. By defining spectral sensitivity as :

$$S_\lambda = |\lambda_{peak1} - \lambda_{peak2}| / dn_{analyte}, \quad (5.6)$$

we find spectral sensitivity of $13750 \text{ nm} \cdot \text{RIU}^{-1}$. It is typically a safe assumption that a 0.1 nm change in the position of a resonance peak can be detected reliably, which results in a sensor resolution of $7.2 \cdot 10^{-6} \text{ RIU}$, which is, to our knowledge, the highest reported spectral sensitivity of an aqueous fiber-based SPR sensor.

Finally, in Fig. 5.6(b), we present the amplitude sensitivity of the proposed honeycomb photonic crystal fiber-based sensor as defined by 5.4. The maximal sensitivity is achieved

at 1009 nm and equals to 400 RIU^{-1} . It is typically a safe assumption that a 1 % change in the transmitted intensity can be detected reliably, which leads to a sensor resolution of $2.5 \cdot 10^{-5}\text{ RIU}$. It is interesting to note that for this sensor design, the sensitivity curve has a single maximum, unlike the sensitivity curves associated with the Bragg fiber designs reported in the preceding section. Sensor length in this case is in $\sim 1\text{ mm}$ range.

5.5 Conclusion

In conclusion, we have presented a novel approach to the design of photonic crystal fiber-based SPR sensors for measuring changes in low refractive index analytes. In such sensors, a Gaussian-like fiber core mode is phase matched with a surface plasmon propagating along the metallized fiber microstructure. Due to bandgap guidance, operational wavelength of such sensors can be designed anywhere from the visible to near-IR. Moreover, a wide variety of material combinations can be used to design such a sensor as there is no limitation on the upper value of the waveguide core refractive index. Finally, the coupling strength between the waveguide core and plasmon modes can be varied by changing the number of the photonic crystal reflector layers, which also permits designing the overall sensor length.

The methodology for the photonic crystal waveguide-based SPR sensor design is quite general and its particular implementation can be based on metal plated planar integrated photonic crystal waveguides, Bragg fibers or microstructured photonic crystal fibers. Particularly, one starts with a choice of an operational wavelength λ_c . Then, plasmon effective refractive index $n_{eff}(\lambda_c)$ at λ_c is approximated by a value close to the effective refractive index of a plasmon excitation on a planar metal-analyte interface (5.2). For a given λ_c , this allows to center the photonic bandgap of a waveguide reflector around $n_{eff}(\lambda_c)$. By varying the waveguide core size (or by varying the microstructure of the

core), one can shift the dispersion relation of a core mode towards that of a plasmonic mode until phase matching occurs at λ_c . The sensor length can be changed by varying the number of layers in a photonic crystal reflector, with larger reflectors resulting in the longer sensors.

Finally, we have presented examples of the aqueous SPR sensors based on the planar photonic crystal waveguide, solid and analyte filled Bragg fibers, as well as solid core microstructured photonic crystal fiber. The amplitude sensitivity of the proposed designs was as high as 400 RIU^{-1} . Assuming that a 1 % change in the transmitted intensity can be detected reliably, a sensor resolution as good as $2.5 \cdot 10^{-5} \text{ RIU}$ was demonstrated. The spectral sensitivity of the proposed designs was as high as $13750 \text{ nm} \cdot \text{RIU}^{-1}$. Assuming that a 0.1 nm change in the position of a plasmonic loss peak can be detected reliably, a sensor resolution as good as $7.2 \cdot 10^{-6} \text{ RIU}$ was demonstrated. The sensor lengths in our examples varied from a mm to a cm range. For measuring changes in the aqueous analyte refractive index, the sensitivities of our fiber designs surpass those of the best existing waveguide-based sensor designs (Homola et al., 1999).

5.6 Acknowledgements

This work is supported in part by the Canada Institute for Photonic Innovations grants BP5 and FP3, Canada Research Chair program, and NSERC Strategic grant “Miniaturized Si-based plasmonics platform for gas detection.”

CHAPITRE 6

DISCUSSION

Les précédents chapitres ont présenté de quelle manière des guides d'onde à bande photonique interdite de différentes natures peuvent être mis en application. Leur réponse optique toute particulière en fait des dispositifs de choix pour des applications aussi exigeantes que novatrices. À titre de complément aux guides de première génération opérant par réflexion totale interne, les guides à cristaux photoniques offrent une alternative flexible et réaliste.

Parmi le large éventail de champs d'application récemment rendus accessibles, nos travaux ont principalement porté sur deux démonstrations. Bien qu'à première vue très peu similaires, elles reposent toutes deux sur les propriétés uniques des guides à bande photonique interdite. La démarche de conception de la structure porteuse est plutôt universelle. Le choix des matériaux et des procédés de fabrication est tout d'abord motivé par des considérations d'ordre pratique. Le choix d'une géométrie de guide permet ensuite de compenser certaines limites matérielles et d'en optimiser les performances pour une application donnée. Cette ingénierie à rebours, c'est-à-dire depuis l'application vers le dispositif, est rendue possible en raison de la très grande flexibilité de design offerte par les guides à cristaux photoniques.

Dans cet esprit, deux projets principaux ont été réalisés au cours de cette maîtrise. Un premier mettait en scène l'aspect visuel particulier de fibres de Bragg faites de polymères, une forme de guide à bande photonique interdite. Ces fibres sont dans ce cas composées d'un cœur solide fait de *PMMA* autour duquel s'enroulent quelques dizaines de minces couches alternées de *PMMA* et *PS*. L'ensemble fait quelques centaines de microns de diamètre. La présence d'une structure périodique donne naissance à

des bandes photoniques interdites, zones de l'espace de phase dans lesquelles aucun état ne peut pénétrer le réflecteur. Ainsi, certains modes opérant dans des plages spectrales spécifiques peuvent être confinés au sein du cœur de la fibre. En agissant à titre de filtre de la sorte, les fibres adoptent une apparence colorée tant en transmission qu'en réflexion latérale passive.

L'industrie du textile s'affaire de plus en plus à intégrer à des matrices flexibles des fonctionnalités diverses dans des champs d'application aussi variés que la mode, la signalisation et l'équipement militaire. Parmi ces tissus fonctionnalisés figurent les textiles photoniques, lesquels sont nommés de la sorte à cause de leurs capacités d'émission, de collecte et de guidage de lumière. Les démonstrations de tels systèmes mettent en scène des guides d'onde opérant par réflexion totale interne se prêtant plutôt mal à ce genre d'applications. Étant conçus pour réduire au minimum les échanges latéraux d'énergie, ils ne peuvent être employés aisément dans la plupart des applications visées par ce domaine technologique. Par exemple, l'extraction latérale de lumière nécessite l'altération mécanique des guides, les rendant fragiles, inhomogènes et peu attrayants pour la production de masse.

L'objectif était de démontrer que les fibres de Bragg développées par notre unité de recherche sont susceptibles de se prêter à l'industrie des textiles photoniques. En raison de leurs caractéristiques spectrales uniques et configurables, leur apparence colorée autant active que passive, leur faible coût de production et leur souplesse mécanique, elles sont en mesure d'ouvrir de nombreuses possibilités. Afin de réaliser cette démonstration, nos fibres ont été placées sous des conditions d'illumination contrôlées et choisies de manière à révéler leur potentiel. Des expériences de changement d'apparence, de synthèse additive de couleurs, d'intégration à des matrices de fils de soie et de mesure de déformation ont notamment été réalisées avec succès. L'emploi de ces fibres toutes particulières rend notre proposition tout à fait originale et ouvre la voie à de nouveaux genres de textiles photoniques.

Un autre aspect des guides d'onde à bande photonique interdite a été investigué en détails au cours de nos travaux. La possibilité de concevoir presque sur demande la relation de dispersion modale d'un guide plan multi-couches a été mise à profit pour satisfaire une condition d'accord de phase pour le moins capricieuse. Dans ce cas, le guide était constitué de deux empilements périodiques de silice et d'oxyde de tantale séparés par un coeur de silice et déposés sur un substrat de silicium. Grâce à un choix judicieux de l'épaisseur et du nombre de couches de réflecteur ainsi que de la taille du coeur, l'ingénierie de la relation de dispersion du mode fondamental porté par le coeur du guide a été démontrée avec succès.

Pour leur très grande sensibilité à des variations infimes et extrêmement localisées d'indice de réfraction, les capteurs plasmoniques trouvent application dans différents systèmes de mesure. Ils sont basés sur l'excitation d'une onde plasmonique de surface prenant place à l'interface entre une fine couche métallique et un milieu diélectrique à caractériser. Leur mise en oeuvre classique implique des assemblages coûteux et volumineux d'instruments optiques en champ libre, empêchant de ce fait que leur emploi soit répandu. De nombreux efforts ont été investis pour développer une alternative mieux intégrée qui serait basée sur un guide d'onde métallisé. Or, les limites technologiques importantes imposées par les guides à saut d'indice conventionnels cantonnent les récentes propositions à des niveaux de sensibilité trop faibles et à des substances peu réalistes pour leur indice de réfraction élevé.

Un autre objectif était donc de démontrer la faisabilité d'une nouvelle génération de capteurs plasmoniques basés sur des guides à cristaux photoniques. L'exigeante condition d'accord de phase à satisfaire afin d'exciter le mode plasmonique sur lequel la détection est basée devait d'abord être simulée pour différents systèmes, puis démontrée expérimentalement. Pour ce faire, une démarche rigoureuse de conception a été empruntée jusqu'à l'atteinte de plusieurs propositions de capteurs. Certains d'entre eux ont ensuite été soumis à une caractérisation optique en laboratoire, mais sans que celle-ci

puisse être menée à maturité, c'est-à-dire à un capteur fonctionnel. Les résultats de simulation tout comme les travaux préliminaires en laboratoire sont toutefois encourageants. Selon nos modèles, notre proposition rivaliserait avantageusement avec les dispositifs existants en offrant une sensibilité de détection élevée à une longueur d'onde d'opération arbitraire pour la mesure d'échantillons de faible indice de réfraction. L'utilisation d'un guide à bande photonique interdite conçu sur mesure est une fois de plus la clé de notre stratégie.

En somme, les démonstrations d'emploi de guides à bande photonique interdite introduites dans ce mémoire sont certes d'un niveau de complexité élevé, mais abordent les problématiques sous un regard nouveau. Lorsque utilisés en remplacement aux guides conventionnels, les fibres de Bragg ainsi que les guides plan multi-couches offrent des caractéristiques optiques uniques susceptibles de satisfaire aux requêtes les plus exigeantes. Comme nos travaux tendent à le démontrer, les champs d'application sont aussi variés qu'inusités et requièrent le développement de solutions novatrices à très haut contenu technologique.

CONCLUSION

Ce mémoire a présenté les études de mise en application de guides d'onde à bande photonique interdite réalisées au cours de cette maîtrise. Les propriétés de guidage uniques et configurables de ces structures ont montré leur utilité dans deux sphères technologiques complètement différentes. Plus particulièrement, nos activités de recherche visaient à démontrer expérimentalement deux applications de tels guides. Premièrement, il s'agissait de mettre en valeur l'apparence visuelle particulière des fibres de Bragg de plastique récemment développées par notre groupe au sein de la science des textiles photoniques. Également, nous cherchions à démontrer de quelle manière la conception sur mesure de la relation de dispersion de guides à cristaux photoniques peut être exploitée avantageusement dans le but de satisfaire une complexe condition d'accord de phase entre deux modes. Les grandes conclusions de ces deux axes de recherche se résument ainsi.

Une première réussite a été de révéler le potentiel des fibres de Bragg de polymère pour des applications de textiles photoniques. Ces fibres sont constituées d'un cœur solide entouré d'un empilement périodique radial de plusieurs dizaines de fines couches de deux polymères différents. La présence d'une gaine optique microstructurée confère à la fibre des propriétés spectrales particulières pouvant être ajustées par une mise à l'échelle des motifs du réflecteur. Le large éventail de couleurs adoptées par ces fibres, autant en illumination active qu'en réflexion latérale passive, les rend particulièrement attrayantes pour l'industrie des textiles photoniques. Par un contrôle précis de leur illumination, le passage d'une couleur à une autre ainsi que la synthèse additive de couleurs ont pu être expérimentés avec succès. Leur intégration à des pièces d'étoffes faites de soie de même qu'une première démonstration de mesure optique de déformation ont également été réalisées.

En comparaison aux guides à saut d'indice actuellement employées par l'industrie, nos

fibres de Bragg affichent des avantages sûrs. Premièrement, le procédé d'extraction de lumière est intrinsèque, c'est-à-dire qu'il repose sur la nature du guide lui-même et non sur l'imposition de courbures ou l'altération mécanique de la gaine optique. Aucune étape de post-production n'est donc requise, ce qui confère à l'ensemble une fiabilité mécanique supérieure et des coûts de production réduits. De plus, la seule mise à l'échelle de la fibre suffit à lui donner une réponse spectrale sur mesure sans l'emploi de colorants ou d'inclusion d'impuretés. Une même préforme peut ainsi être utilisée pour la production de fibres de réponse optique variées, caractéristique particulièrement intéressante pour une éventuelle production de masse. Finalement, leur souplesse mécanique se prête bien à une intégration à des étoffes flexibles.

La poursuite de ce projet devrait viser à étendre certains aspects de l'étude. Premièrement, il faudrait analyser plus en détail le mécanisme de diffusion sur les imperfections du réflecteur multi-couches. Avec le raffinement des procédés de fabrication, le nombre de sites de diffusion devrait être considérablement réduit, diminuant par le fait même l'apparence colorée des fibres. Or, le bon contrôle de ce paramètre est déterminant pour l'obtention de fuites latérales de puissance sur mesure pour une application souhaitée. Ce processus pourrait éventuellement constituer une limite fondamentale de notre proposition. Dans un autre ordre d'idées, rappelons d'abord que les travaux expérimentaux présentés dans ce mémoire mettaient en scène une ampoule incandescente blanche de haute puissance dont seule une infime partie était couplée aux fibres utilisées comme filtre. Il serait impensable de mettre en pratique un textile photonique d'aussi faible rendement énergétique. L'illumination efficace des fibres en lumière blanche constitue donc un défi important à relever. Également, il serait indiqué de raffiner l'étude des capacités de collection latérale de lumière et de mesure optique de déformations afin de diversifier les champs d'application potentiels de notre proposition. Il resterait également à trouver un créneau pour lequel les propriétés optiques uniques de nos fibres seraient toutes désignées. Ces directions de recherche futures n'enlèvent rien au fait que les objectifs

scientifiques liés à ce projet ont été pleinement satisfaits.

Nous avons également fait la démonstration que des capteurs plasmoniques réfractomètres à haute sensibilité peuvent être réalisés au moyen de guides à bande photonique interdite. Une démarche de conception rigoureuse permet l'obtention d'un couplage d'énergie entre un mode porté par le cœur du guide et un mode plasmonique de surface prenant place à l'interface entre un revêtement d'or et le milieu ambiant du guide. En situation d'accord de phase de ces deux modes, le profil spectral de pertes du mode de cœur devient extrêmement dépendant de l'indice de réfraction bordant la couche d'or, ce qui confère au dispositif une capacités de détection. Différentes géométries partageant le même mode d'opération général ont été modélisées avec succès et deux d'entre elles ont été fabriquées, puis ont fait l'objet d'une caractérisation en laboratoire. Bien que celle-ci n'ait pu être complétée, les résultats préliminaires obtenus sont encourageants et semblent fidèles aux modèles.

Les avantages de notre proposition sont nombreux. Premièrement, rappelons que l'intégration sous forme de guide d'onde d'un tel dispositif de détection le rend plus compact, portatif et potentiellement moins coûteux. Comme les guides d'onde conventionnels ne peuvent aisément satisfaire la stricte condition d'accord de phase, leur emploi offre des performances très limitées. Par contre, la plus grande marge de manœuvre rendue possible par l'emploi d'une gaine optique microstructurée donne accès à une zone de l'espace de phase auparavant inexploitée. En conséquence, nos propositions rivalisent avantageusement avec les précédentes en raison de leur sensibilité élevée, leur longueur d'onde d'opération arbitraire ainsi que la possibilité de les ajuster sur mesure à une application de mesure souhaitée.

La poursuite du projet devrait débuter par une toute première démonstration du fonctionnement du capteur selon la méthode précédemment énoncée. Dans l'éventualité où le concept s'avérerait vérifié, plusieurs améliorations pourraient être apportées au disposit-

tif. Premièrement, on pourrait chercher à confiner latéralement le faisceau, par exemple en retirant du substrat de silicium une partie de son revêtement amorphe. Le confinement latéral du guide serait alors assuré par réflexion totale interne et le flux optique ainsi confiné serait plus facile à récolter à l'autre extrémité du guide. Il faudrait aussi approfondir l'étude de l'effet de l'épaisseur de la couche d'or sur la sensibilité du système et la longueur d'onde d'accord de phase. L'effet de ce paramètre reste toujours méconnu. Il faudrait aussi trouver le compromis idéal entre la taille minimale du cœur permettant l'injection efficace d'énergie et une sensibilité de détection maximale. Le résultat de ces améliorations serait une proposition réaliste de capteur plasmonique à haut niveau d'intégration et de performances élevées. En somme, les objectifs de recherche concernant ce projet n'ont été que partiellement satisfaits, car la démonstration expérimentale d'une première proposition fait toujours défaut. Nos simulations numériques suggèrent toutefois la validité du principe.

Notre contribution à la recherche a permis de confirmer la pertinence de considérer les guides à bande photonique interdite en remplacement des guides conventionnels pour des applications diverses. Ces derniers n'offrent bien souvent pas la latitude nécessaire à la pleine satisfaction de certaines conditions exigeantes. La fidélité des modèles informatiques employés pour la conception de ces guides complexes jumelée à la maturité des techniques de fabrication tendent à étendre leur emploi à de nombreux secteurs. Qu'ils soient destinés à évaluer en temps réel la performance de traitements médicaux ou à mettre en valeur des accessoires de mode, les guides à bande photonique interdite auront très certainement un impact grandissant sur de nombreuses sphères technologiques.

RÉFÉRENCES

Agranovich, V. M. and Mills, D. L. (1982). *Surface Polaritons - Electromagnetic Waves at Surfaces and Interfaces*. North- Holland.

Al-Bader, S. J. and Imtaar, M. (1993). Optical fiber hybrid-surface plasmon polaritons. *J. Opt. Soc. Am. B*, **10**(1), 83.

Alonso, R., as, J. S., Pelayo, J., Villuendas, F., and Tornos, J. (1994). Single-mode, optical-fiber sensors and tunable wavelength filters based on the resonant excitation of metal-clad modes. *Appl. Opt.*, **33**(22), 5197–5201.

Argyros, A., Bassett, I., van Eijkelenborg, M., Large, M., Zagari, J., Nicorovici, N. A., McPhedran, R., and de Sterke, C. M. (2001). Ring structures in microstructured polymer optical fibres. *Opt. Express*, **9**(13), 813–820.

Argyros, A., van Eijkelenborg, M. A., Large, M. C., and Bassett, I. M. (2006). Hollow-core microstructured polymer optical fiber. *Opt. Lett.*, **31**(2), 172–174.

Balachandran, R. M., Pacheco, D. P., and Lawandy, N. M. (1996). Photonic textile fibers. *Appl. Opt.*, **35**(12), 1991–1994.

Barkou, S. E., Broeng, J., and Bjarklev, A. (1999). Silica-air photonic crystal fiber design that permits waveguiding by a true photonic bandgap effect. *Opt. Lett.*, **24**(1), 46–48.

Benoit, G., Hart, S., Temelkuran, B., Joannopoulos, J., and Fink, Y. (2003). Static and dynamic properties of optical micro-cavities in photonic bandgap yarns. *Adv. Mater.*, **15**, 2053–2056.

Berzowska, J. (2004). Very slowly animating textiles : Shimmering flower. In *SIGGRAPH 2004, proceedings of the 31st international conference on computer graphics and interactive techniques*.

Busch, K. and John, S. (1999). Liquid-crystal photonic-band-gap materials : The tunable electromagnetic vacuum. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 967–970.

Cordeiro, C. M. B., Franco, M. A. R., Chesini, G., Barretto, E. C. S., Lwin, R., Cruz, C. H. B., and Large, M. C. J. (2006). Microstructured-core optical fibre for evanescent sensing applications. *Opt. Express*, **14**(26), 13056–13066.

Crystal-fibre (2008). <http://www.crystal-fibre.com>.

Ctyroky, J., Abdelmalek, F., Ecke, W., and Usbeck, K. (1999a). Modelling of the surface plasmon resonance waveguide sensor with bragg grating. *Opt. Quantum Electron.*, **31**, 927.

Ctyroky, J., Homola, J., Lambeck, P. V., Musa, S., Hoekstra, H. J. W. M., Harris, R. D., Wilkinson, J. S., Usievich, B., and Lyndin, N. M. (1999b). Theory and modelling of optical waveguide sensors utilising surface plasmon resonance. *Sens. Actuators B*, **54**, 66.

D'Amato, E. (2002). Stress-strain monitoring in textile composites by means of optical fibers. *Exp. Techniques & Design in Composite Mat.*, **221**, 245–253.

Diez, A., Andres, M. V., and Cruz, J. L. (2001). In-line fiber-optic sensors based on the excitation of surface plasma modes in metal-coated tapered fibers. *Sens. Actuators B*, **73**, 95.

Ditlbacher, H., Galler, N., Koller, D. M., Hohenau, A., Leitner, A., Aussenegg, F. R., and Krenn, J. R. (2008). Coupling dielectric waveguide modes to surface plasmon polaritons. *Opt. Express*, **16**(14), 10455–10464.

Dostalek, J., Ctyroky, J., Homola, J., Brynda, E., Skalsky, M., Nekvindova, P., Spirkova, J., Skvor, J., and Schrofel, J. (2001). Surface plasmon resonance biosensor based on integrated optical waveguide. *Sens. Actuators B*, **76**, 8.

Dupuis, A., Guo, N., Gao, Y., Gauvreau, B., Dubois, C., and Skorobogatiy, M. (2008a). Prospects for "green" microstructured optical fibers. In *Conference on Lasers and*

Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies, page CTuMM5. Optical Society of America.

Dupuis, A., Guo, N., Gao, Y., Godbout, N., Lacroix, S., Dubois, C., and Skorobogatiy, M. (2007a). Prospective for biodegradable microstructured optical fibers. *Opt. Lett.*, **32**(2), 109–111.

Dupuis, A., Guo, N., Gauvreau, B., Hassani, A., Pone, E., Boismenu, F., and Skorobogatiy, M. (2007b). Guiding in the visible with "colorful" solid-core bragg fibers. *Opt. Lett.*, **32**(19), 2882–2884.

Dupuis, A., Guo, N., Gauvreau, B., Hassani, A., Pone, E., Boismenu, F., and Skorobogatiy, M. (2008b). All-fiber spectral filtering with solid core photonic band gap bragg fibers. In *Optical Fiber Communication Conference and Exposition and The National Fiber Optic Engineers Conference*, page OThM3. Optical Society of America.

Dupuis, A., Guo, N., Gauvreau, B., Hassani, A., Pone, E., Boismenu, F., and Skorobogatiy, M. (2008c). All-fiber spectral filtering with solid core photonic band gap bragg fibers. In *Optical Fiber Communication Conference and Exposition and The National Fiber Optic Engineers Conference*, page OThM3. Optical Society of America.

Dupuis, A., Guo, N., Gauvreau, B., Hassani, A., Pone, E., Boismenu, F., and Skorobogatiy, M. (2008d). "colorful" solid-core bragg fibers guiding in the visible. In *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies*, page CTuMM2. Optical Society of America.

El-Sherif, M., Yuan, J., and MacDiarmid, A. (2000). Fiber optic sensors and smart fabrics. *J. Intelligent Mat. Systems & Struct.*, **11**, 407–414.

Emiliyanov, G., Jensen, J. B., Bang, O., Hoiby, P. E., Pedersen, L. H., Kjær, E. M., and Lindvold, L. (2007). Localized biosensing with topas microstructured polymer optical fiber. *Opt. Lett.*, **32**(5), 460–462.

Engeness, T., Ibanescu, M., Johnson, S., Weisberg, O., Skorobogatiy, M., Jacobs, S., and Fink, Y. (2003). Dispersion tailoring and compensation by modal interactions in omniguide fibers. *Opt. Express*, **11**(10), 1175–1196.

Fudouzi, H. and Xia, Y. (2003). Colloidal crystals with tunable colors and their use as photonic papers. *Langmuir*, **19**, 9653–9660.

Gao, Y., Guo, N., Gauvreau, B., Rajabian, M., Skorobogata, O., Pone, E., Zabeida, O., Martinu, L., Dubois, C., and Skorobogatiy, M. (2006). Consecutive solvent evaporation and co-rolling techniques for polymer multilayer hollow fiber preform fabrication. *J. Mat. Res.*, **21**, 2246–2254.

Garvey, D. W., Zimmerman, K., Young, P., Tostenrude, J., Townsend, J. S., Zhou, Z., Lobel, M., Dayton, M., Wittorf, R., Kuzyk, M. G., Sounick, J., and Dirk, C. W. (1996). Single-mode nonlinear-optical polymer fibers. *J. Opt. Soc. Am. B*, **13**(9), 2017–2023.

Gauvreau, B., Guo, N., Schicker, K., Stoeffler, K., Boismenu, F., Ajji, A., Wingfield, R., Dubois, C., and Skorobogatiy, M. (2008a). Color-changing and color-tunable photonic bandgap fiber textiles. *Opt. Express*, **16**(20), 15677–15693.

Gauvreau, B., Hassani, A., Fehri, M. F., Kabashin, A., and Skorobogatiy, M. A. (2007). Photonic bandgap fiber-based surface plasmon resonance sensors. *Opt. Express*, **15**(18), 11413–11426.

Gauvreau, B., Khadri, D., Guo, N., and Skorobogatiy, M. (2008b). Suspended core high numerical aperture multimode polymer fiber. In *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies*, page CThV7. Optical Society of America.

Gauvreau, B., Schicker, K., Guo, N., Dubois, C., Wingfield, R., and Skorobogatiy, M. (2008c). Color-on-demand photonic textiles. *The Textile Journal*, **125**, 70–81.

Ghosh, S., Amidei, C., and Furrow, K. (2005). Development of a sensor-embedded flexible textile structure for apparel or large area applications. *Indian J. Fibre & Textile Res.*, **30**, 42–48.

Grasso, M., Hunn, B., and Rewerts, A. (1997). Effect of textile properties in evaluating a directional shading fabric. *Textile Res. J.*, **67**, 233–247.

Grigorenko, A. N., Nikitin, P., and Kabashin, A. V. (1999). Phase jumps and interferometric surface plasmon resonance imaging. *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 3917.

Gupta, B. D. and Sharma, A. K. (2005). Sensitivity evaluation of a multi-layered surface plasmon resonance-based fiber optic sensor : a theoretical study. *Sens. Actuators B*, **107**, 40.

Han, H., Park, H., Cho, M., and Kim, J. (2002). Terahertz pulse propagation in a plastic photonic crystal fiber. *Appl. Phys. Lett.*, **80**, 2634.

Hardaker, S. and Gregory, R. (2003). Progress toward dynamic color-responsive "chameleon" fiber systems. *MRS Bull.*, **28**, 564–567.

Harlin, A., Makinen, M., and Vuorivirta, A. (2003). Development of polymeric optical fibre fabrics as illumination elements and textile displays. *AUTEX Res. J.*, **3**.

Harris, R. and Wilkinson, J. S. (1995). Waveguide surface plasmon resonance sensors. *Sens. Actuators B*, **29**, 261.

Hart, S., Maskaly, G., Temelkuran, B., Prideaux, P., Joannopoulos, J., and Fink, Y. (2002). External reflection from omnidirectional dielectric mirror fibers. *Science*, **296**, 510–513.

Hassani, A., Gauvreau, B., Fehri, M. F., Kabashin, A., and Skorobogatiy, M. A. (2008a). Photonic crystal fiber and waveguide-based surface plasmon resonance sensors for applications in the visible and near-ir. *Electromagnetics, Special Issue in Surface Waves and Complex Mediums*, **28**, 198–213.

Hassani, A., Gauvreau, B., and Skorobogatiy, M. (2008b). Novel photonic crystal fiber sensors using splitting of a degenerate plasmonic doublet. In *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies*, page CMJ1. Optical Society of America.

Hassani, A. and Skorobogatiy, M. (2006). Design of the microstructured optical fiber-based surface plasmon resonance sensors with enhanced microfluidics. *Opt. Express*, **14**(24), 11616–11621.

Hassani, A. and Skorobogatiy, M. (2007a). Design criteria for microstructured-optical-fiber-based surface-plasmon-resonance sensors. *J. Opt. Soc. Am. B*, **24**(6), 1423–1429.

Hassani, A. and Skorobogatiy, M. (2007b). Practical design of microstructured optical fibers for surface plasmon resonance excitation. In *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies*, page CWO4. Optical Society of America.

Hassani, A. and Skorobogatiy, M. (2007c). Practical design of microstructured optical fibers for surface plasmon resonance sensing. In *Optical Fiber Communication Conference and Exposition and The National Fiber Optic Engineers Conference*, page OThA5. Optical Society of America.

Hatcher, M. (2002). France telecom debuts fiber screen. *Optics.org News*.

Hautakorpi, M., Mattinen, M., and Ludvigsen, H. (2008). Surface-plasmon-resonance sensor based on three-hole microstructured optical fiber. *Opt. Express*, **16**(12), 8427–8432.

Homola, J. (1995). Optical fiber sensor based on surface plasmon resonance excitation. *Sens. Actuators B*, **29**, 401.

Homola, J., Ctyroky, J., Skalky, M., Hradilova, J., and Kolarova, P. (1997a). A surface plasmon resonance based integrated optical sensor. *Sens. Actuators B*, **39**, 286.

Homola, J., Slavik, R., and Ctyroky, J. (1997b). Interaction between fiber modes and surface plasmon waves : spectral properties. *Opt. Lett.*, **22**(18), 1403–1405.

Homola, J., Yee, S. S., and Gauglitz, G. (1999). Surface plasmon resonance sensors : review. *Sens. Act. B*, **54**, 3–15.

I. Maekawa, T. Gunji, T. T. Study on optical properties of silk-like fabrics. *J. Textile Machinery Soc. Japan*, **30**, 18–27.

Jackson, J. D. (1998). *Classical Electrodynamics*. Wiley.

Joannopoulos, J. D., Johnson, S. G., Winn, J. N., and Meade, R. D. (2008). *Photonic Crystals : Molding the Flow of Light*. Princeton University Press.

Johnson, S., Ibanescu, M., Skorobogatiy, M., Weisberg, O., Engeness, T., Soljacic, M., Jacobs, S., Joannopoulos, J., and Fink, Y. (2001). Low-loss asymptotically single-mode propagation in large-core omniguide fibers. *Opt. Express*, **9**(13), 748–779.

Jorgenson, R. C. and Yee, S. S. (1993). A fiber-optic chemical sensor based on surface plasmon resonance. *Sens. Actuators B*, **12**, 213.

Kabashin, A. V. and Nikitin, P. (1998). Surface plasmon resonance interferometer for bio- and chemical-sensors. *Opt. Commun.*, **150**, 5.

Knight, J. C., Birks, T. A., Russell, P. S. J., and Atkin, D. M. (1996). All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding. *Opt. Lett.*, **21**(19), 1547–1549.

Knight, J. C., Birks, T. A., Russell, P. S. J., and Rarity, J. G. (1998). Bragg scattering from an obliquely illuminated photonic crystal fiber. *Appl. Opt.*, **37**(3), 449–452.

Koike, Y., Ishigure, T., and Nihei, E. (1995). High-bandwidth graded-index polymer optical fiber. *J. Lightwave Technol.*, **13**, 1475.

Kojovic, A., Zivkovic, I., Brajovic, L., Mitrakovic, D., and Aleksic, R. (2005). Low energy impact damage detection in laminar thermoplastic composite materials by means of embedded optical fibers. *Current Res. Adv. Mat.*, **494**, 481–486.

Koncar, V. (2005). Optical fiber fabric displays. *Opt. Photon. News*, **16**(4), 40–44.

Kretschmann, E. and Raether, H. (1968). Radiative decay of non-radiative surface plasmons excited by light. *Z. Naturforsch*, **A23**, 2135–2136.

Kuang, K. and Cantwell, W. (2003). Detection of impact damage in thermoplastic-based glass fiber composites using embedded optical fiber sensors. *J. Thermoplastic Composite Mat.*, **16**, 213–229.

Kuhlmeier, B. T., Pathmanandavel, K., and McPhedran, R. C. (2006). Multipole analysis of photonic crystal fibers with coated inclusions. *Opt. Express*, **14**, 10851–10864.

Kuriki, K., Koike, Y., and Okamoto, Y. (2002). Plastic optical fiber lasers and amplifiers containing lanthanide complexes. *Chem. Rev.*, **102**, 2347.

Larsen, T., Bjarklev, A., Hermann, D., and Broeng, J. (2003). Optical devices based on liquid crystal photonic bandgap fibres. *Opt. Express*, **11**(20), 2589–2596.

Lavers, C. P. and Wilkinson, J. (1994). A waveguide-coupled surface-plasmon sensor for an aqueous environment. *Sens. Actuators B*, **22**, 75.

Liedberg, B., Nylander, C., and Lundstrom, I. (1983). Surface plasmon resonance for gas detection and biosensing. *Sens. Actuators B*, **4**, 299.

Lumigram (2008). <http://www.lumigram.com>.

Lumitex (2008). <http://www.lumitex.com/technologies.html>.

Melendez, J. L., Carr, R., Bartholomew, D. U., Kukanskis, K. A., Elkind, J., Yee, S. S., Furlong, C. E., and Woodbury, R. G. (1996). A commercial solution for surface plasmon sensing. *Sens. Actuators B*, **35**, 212.

Mignanelli, M., Wani, K., Ballato, J., Foulger, S., and Brown, P. (2007). Polymer microstructured fibers by one-step extrusion. *Opt. Express*, **15**(10), 6183–6189.

Monzon-Hernandez, D. and Villatoro, J. (2006). High-resolution refractive index sensing by means of a multiple-peak surface plasmon resonance optical fiber sensor. *Sens. Actuators B*, **115**, 227.

Monzón-Hernández, D., Villatoro, J., Talavera, D., and Luna-Moreno, D. (2004). Optical-fiber surface-plasmon resonance sensor with multiple resonance peaks. *Appl. Opt.*, **43**(6), 1216–1220.

Morikawa, K., Fujisawa, T., Saitoh, K., and Koshiba, M. (2006). Transmission characteristics of laterally illuminated photonic crystal fibers. *IEICE Electr. Express*, **3**, 70–73.

Murao, T., Saitoh, K., and Koshiba, M. (2006). Design of air-guiding modified honeycomb photonic band-gap fibers for effectively singlemode operation. *Opt. Express*, **14**(6), 2404–2412.

Omniguide (2008). <http://www.omni-guide.com>.

Piliarik, M., Homola, J., Manikova, Z., and Ctyroky, J. (2003). *Sens. Actuators B*, **90**, 236.

Pone, E., Dubois, C., Gu, N., Gao, Y., Dupuis, A., Boismenu, F., Lacroix, S., and Skorobogatiy, M. (2006a). Drawing of the hollow all-polymer bragg fibers. *Opt. Express*, **14**(13), 5838–5852.

Pone, E., Dubois, C., Guo, N., Lacroix, S., and Skorobogatiy, M. (2006b). Newtonian and non-newtonian models of the hollow all-polymer bragg fiber drawing. *J. Lightwave Technol.*, **24**(12), 4991–4999.

Pone, E., Hassani, A., Lacroix, S., and Skorobogatiy, M. (2008). A pressure sensor based on the loss birefringence of a microstructured optical fiber containing metal coated elliptical inclusions. In *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies*, page CMZ3. Optical Society of America.

Rubin, B. (1999). Tailored fiber cross sections. *Adv. Mat.*, **10**, 1225–1227.

Rubin, B., Kobsa, H., and Shearer, S. (1994). Modeling the dependence of fabric reflectance on denier per filament. *Textile Res. J.*, **64**, 685–689.

Rubin, B., Kobsa, H., and Shearer, S. M. (1997). Prediction and verification of an iridescent synthetic fiber. *Appl. Opt.*, **36**(25), 6388–6392.

Russel, P. (2006). Photonic crystal fibers. *J. Lightwave Technol.*, **24**, 4729–4749.

Schuster, J., Trahan, M., and D. Heider, W. L. (2003). Influence of fabric ties on the performance of woven-in optical fibres. *Composites Part A - Appl. Science & Manufacturing*, **34**, 855–861.

Selem, B., Rothmaier, M., Camenzind, M., Khan, T., and Walt, H. (2007). Novel flexible light diffuser and irradiation properties for photodynamic therapy. *J. Biomed. Opt.*, **12**, 34024.

Shapira, O., Kuriki, K., Orf, N. D., Abouraddy, A. F., Benoit, G., Viens, J. F., Rodriguez, A., Ibanescu, M., Joannopoulos, J. D., Fink, Y., and Brewster, M. M. (2006). Surface-emitting fiber lasers. *Opt. Express*, **14**(9), 3929–3935.

Sheridan, A. K., Harris, R. D., Bartlett, P. N., and Wilkinson, J. S. (2004). Phase interrogation of an integrated optical spr sensor. *Sens. Actuators B*, **97**, 114.

Shevchenko, Y. Y. and Albert, J. (2007). Plasmon resonances in gold-coated tilted fiber bragg gratings. *Opt. Lett.*, **32**(3), 211–213.

Sirikasemlert, A. and Tao, X. (1999). Effects of fabric parameters on specular reflection of single-jersey knitted fabrics. *Textile Res. J.*, **69**, 663–675.

Skorobogatiy, M. (2005). Efficient antiguideing of te and tm polarizations in low-index core waveguides without the need for an omnidirectional reflector. *Opt. Lett.*, **30**(22), 2991–2993.

Skorobogatiy, M. (2006). Efficient antiguideing without omnidirectional reflectors. In *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies*, page JWB87. Optical Society of America.

Skorobogatiy, M. and Dupuis, A. (2007). Ferroelectric all-polymer hollow bragg fibers for terahertz guidance. *Appl. Phys. Lett.*, **90**, 113514.

Skorobogatiy, M., Dupuis, A., and Guo, N. (2007). Design and fabrication of ferroelectric all-polymer hollow bragg fibers for thz guidance. In *National Fiber Optic Engineers Conference*, page JWA98. Optical Society of America.

Skorobogatiy, M. and Guo, N. (2007a). Bandwidth enhancement by differential mode attenuation in multimode photonic crystal bragg fibers. *Opt. Lett.*, **32**(8), 900–902.

Skorobogatiy, M. and Guo, N. (2007b). Bandwidth enhancement by differential mode attenuation in multimode photonic crystal bragg fibers. In *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies*, page CWF3. Optical Society of America.

Skorobogatiy, M. and Kabashin, A. (2006a). Photon crystal waveguide-based surface plasmon resonance biosensor. *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 211641.

Skorobogatiy, M. and Kabashin, A. (2007). Photon crystal waveguide-based surface plasmon resonance biosensor. In *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies*, page CThZ3. Optical Society of America.

Skorobogatiy, M. and Yang, J. (2008). *Fundamentals of Photonic Crystal Guiding*. Cambridge University Press.

Skorobogatiy, M. A. and Kabashin, A. (2006b). Plasmon excitation by the gaussian-like core mode of a photonic crystal waveguide. *Opt. Express*, **14**(18), 8419–8424.

Sokkar, T., Kabeel, M., Ramadan, W., and Hamza, A. (1992). A contribution to the study of color of fabrics. *Color Res. Appl.*, **17**, 219–224.

Spigulis, J., Pfafrods, D., Stafekis, M., and Jelinska-Platace, W. (1997). The 'glowing' optical fibre designs and parameters. In *Proceedings of SPIE, the International Society for Optical Engineering*, pages 231–236. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers.

Suzuki, H., Sugimoto, M., Matsuiand, Y., and Kondoh, J. (2006). Fundamental characteristics of a dual-colour fibre optic spr sensor. *Meas. Sci. Technol.*, **17**, 1547.

Temelkuran, B., Hart, S. D., Benoit, G., Joannopoulos, J. D., and Fink, Y. (2002). Wavelength-scalable hollow optical fibres with large photonic bandgaps for co2 laser transmission. *Nature*, **420**, 650–653.

Trouillet, A., Ronot-Trioli, C., Veillas, C., and Gagnaire, H. (1996). Chemical sensing by surface plasmon resonance in a multimode optical fibre. *Pure Appl. Opt.*, **5**, 227.

Tubb, A. J. C., Payne, F. P., Millington, R. B., and Lowe, C. R. (1997). Single-mode optical fibre surface plasma wave chemical sensor. *Sens. Actuators B*, **41**, 71.

Uskokovic, P., Balac, I., Brajovic, L., Simic, M., Putic, S., and Aleksic, R. (2001). Delamination detection in woven composite laminates with embedded optical fibers. *Adv. Eng. Mat.*, **3**, 492–496.

Uskokovic, P., Miljkovic, M., Krivokuca, M., Putic, S., and Aleksici, R. (1999). An intensity based optical fibre sensor for flexural damage detection in woven composites. *Adv. Composites Lett.*, **8**, 55–58.

van Eijkelenborg, M. A., Argyros, A., Bachmann, A., Barton, G., Large, M. C. J., Henry, G., Issa, N. A., Klein, K. F., Poisel, H., Pok, W., Poladian, L., Manos, S., and Zagari, J. (2004). Bandwidth and loss measurements of graded-index microstructured polymer optical fibre. *Electron. Lett.*, **40**, 592.

Vidal, M. B., Lopez, R., Alegret, S., Alonso-Chamarro, J., Garces, I., and Mateo, J. (1993). Determination of probable alcohol yield in musts by means of an spr optical sensor. *Sens. Actuators B*, **11**, 455.

Vienne, G., Xu, Y., Jakobsen, C., Deyerl, H.-J., Jensen, J., Sorensen, T., Hansen, T., Huang, Y., Terrel, M., Lee, R., Mortensen, N., Broeng, J., Simonsen, H., Bjarklev, A., and Yariv, A. (2004). Ultra-large bandwidth hollow-core guiding in all-silica bragg fibers with nano-supports. *Opt. Express*, **12**(15), 3500–3508.

Wakita, A. and Shibutani, M. (2006). Mosaic textile : wearable ambient display with non-emissive color-changing modules. In *ACE '06 : Proceedings of the 2006 ACM SIGCHI international conference on Advances in computer entertainment technology*, New York, NY, USA, page 48. ACM.

Weiss, M. N., Srivastava, R., and Grogner, H. (1996). Experimental investigation of a surface plasmon-based integratedoptic humidity sensor. *Electron. Lett.*, **32**, 842.

Weisser, M., Menges, B., and Mittler-Neher, S. (1999). Refractive index and thickness determination of monolayers by plasmons. *Sens. Actuators B*, **56**, 189.

Yamaguchi, S. and Takanabe, H. (2001). Fibers having fine concave and convex surface from silica hybrid polyester. *Sen-I akkaishi*, **57**, 111–119.

Zhang, H., Gao, W., and Qiu, H. (2003). Retro-reflection of round fibers. *Textile Res. J.*, **73**, 965–970.

Zhang, L. and Uttamchandani, D. (1988). Optical chemical sensing employing surface plasmon resonance. *Electron. Lett.*, **23**, 1469.

Zheng, Y., Pitsianis, N., and Brady, D. (2006). Nonadaptive group testing based fiber sensor deployment for multiperson tracking. *IEEE Sens. J.*, **6**, 490–494.

Zivkovic, I., Brajovic, L., Uskokovic, P., and Aleksic, R. (2005). Indentation damage detection in thermoplastic composite laminates by using embedded optical fibers. *J. Adv. Mat.*, **37**, 33–37.