

THÈSE DE DOCTORAT

Présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

Pour obtenir le grade de

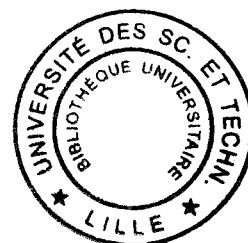
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LILLE

Discipline

LAser, MOlécules, Rayonnement Atmosphérique

par

Guillaume LAFFONT



ÉTUDE ET DEVELOPPEMENT DE TRANSDUCTEURS ET SYSTEMES DE MESURE A RESEAUX DE BRAGG A TRAITES INCLINES PHOTOINSCRITS DANS DES FIBRES OPTIQUES MONOMODES

Soutenue le Mercredi 7 Novembre 2001, devant la commission d'examen

Pierre Niay	Directeur de thèse	Université de Lille
François Sanchez	Rapporteur	Université d'Angers
Pierre Ferdinand	Rapporteur	CEA Saclay
Isabelle Riant	Examineur	Alcatel Marcoussis
Eric Delevaque	Examineur	Highwave Optical Technologies
Marc Douay	Examineur	Université de Lille
Hans Limberger	Examineur	Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne EPFL

Table des matières

Remerciements	2
INTRODUCTION	5
I LES CAPTEURS A RESEAUX DE BRAGG	10
1 Définitions	11
1.1 Les fibres optiques monomodes	11
1.1.1 Généralités	11
1.1.2 Description géométrique du guidage	12
1.1.3 Approche ondulatoire : notions de modes et d'indices effectifs	15
1.2 Historique sur les réseaux de Bragg	17
1.2.1 Découverte de la photosensibilité des fibres optiques	17
1.2.2 Classification des réseaux de Bragg fibrés	19
1.3 Les réseaux de Bragg uniformes	20
1.3.1 Le réseau de Bragg uniforme à pas court	21
1.3.2 Le réseau de Bragg uniforme à pas long	23
1.4 Les réseaux de Bragg non uniformes	25
1.4.1 Les réseaux de Bragg à profil longitudinal non uniforme	26
1.4.2 Les réseaux de Bragg à profil radial non uniforme	27
1.4.3 Exploitation de la biréfringence photoinduite	30
2 Le réseau de Bragg uniforme comme transducteur	32
2.1 Introduction	32
2.1.1 Quelques propriétés générales d'un transducteur	32

2.1.2	Cas du réseau de Bragg uniforme	34
2.2	Influence irréversible de divers paramètres sur les caractéristiques d'un réseau de Bragg	37
2.2.1	Stabilité des caractéristiques spectrales (réflectivité et lon- gueur d'onde)	37
2.2.2	Pertes en ligne	41
2.2.3	Fiabilité mécanique	43
2.3	Le réseau de Bragg passivé comme transducteur	45
2.3.1	Technique de passivation d'un réseau de Bragg	45
2.3.2	Sensibilité à la température	45
2.3.3	Sensibilité aux contraintes axiales	47
2.3.4	Autres mesurandes	48
3	Les systèmes de mesure à réseaux de Bragg	50
3.1	Introduction	51
3.1.1	Caractéristiques métrologiques d'un système de mesure	52
3.1.2	Cas d'un système de mesure à réseaux de Bragg	54
3.2	Démodulation par discrimination linéaire	55
3.2.1	Schéma de principe	55
3.2.2	Les principaux types de filtres discriminateurs linéaires	56
3.2.3	Solutions de multiplexage	60
3.3	Techniques interférométriques	61
3.3.1	Schéma de principe	61
3.3.2	Caractéristiques métrologiques	64
3.3.3	Solutions de multiplexage	66
3.4	Démodulation par balayage spectral	66
3.4.1	Principe	66
3.4.2	Utilisation d'un filtre accordable (type Perot-Fabry)	67
3.4.3	Utilisation d'une source laser accordable spectralement	70
3.5	Démodulation selon une méthode par corrélation et par filtrage de poursuite	71
3.5.1	Démodulation selon une technique de corrélation	71
3.5.2	Démodulation par filtrage de poursuite	74

3.6	Bilan comparatif	75
II	MODELISATION DU COUPLAGE INTRODUIT PAR LES RESEAUX DE BRAGG ENTRE MODES GUIDES ET MODES DE GAINÉ OU RADIATIFS DE FIBRE	78
1	Introduction	79
1.1	Objectifs visés	79
1.2	Outils logiciels disponibles au laboratoire et limitations	80
1.2.1	Méthode matricielle	80
1.2.2	Logiciel commercial FOGS-BG	81
1.3	Présentation des outils de modélisation développés	82
2	Présentation des différents types de couplage entre modes de fibre	85
2.1	Théorie des modes couplés	85
2.1.1	Etablissement de l'équation d'onde	85
2.1.2	Expression du terme de perturbation	87
2.1.3	Expression des coefficients de couplage entre modes	90
2.2	Description des différents types de couplage entre modes guidés et de gainé	92
2.2.1	Coefficient de couplage et symétrie des modes	93
2.2.2	Condition d'accord de phase	93
2.2.3	Représentation schématique des différents types de couplage	94
2.3	Couplage du mode guidé vers le continuum de modes radiatifs	96
3	Modélisation de la réponse spectrale de réseaux de Bragg à pas court uniformes ou non uniformes longitudinalement	98
3.1	Modélisation de la réponse spectrale d'un réseau de Bragg à pas court uniforme	98
3.1.1	Les équations de couplage	98
3.1.2	Résolution des équations de couplage	99
3.1.3	Illustrations	100

3.2	Modélisation de la réponse spectrale d'un réseau de Bragg à pas court non uniforme longitudinalement	102
3.2.1	Principe de la méthode matricielle	102
3.2.2	Illustration par la modélisation de réseaux de Bragg apodisés	103
4	Modélisation de la réponse spectrale de réseaux de Bragg à traits inclinés placés dans l'air ou dans un milieu adaptateur d'indice	105
4.1	Cas du réseau de Bragg à traits inclinés dans l'air	105
4.1.1	Présentation du logiciel FOGS-BG	105
4.1.2	Application au cas des réseaux de Bragg à traits inclinés	106
4.1.3	Limitations du logiciel FOGS-BG	106
4.2	Cas du réseau de Bragg à traits inclinés dans un milieu adaptateur d'indice	108
4.2.1	Introduction	108
4.2.2	Développement théorique	109
4.2.3	Illustration	120
4.2.4	Validation expérimentale	124
5	Modélisation des coefficients de couplage entre mode guidé et modes de gaine ou radiatifs dans le cas d'un indice de réfraction extérieur variable	126
5.1	Modélisation du couplage entre mode guidé et modes de gaine	126
5.1.1	Introduction	126
5.1.2	Analyse modale d'une structure diélectrique cylindrique à trois couches	127
5.1.3	Calcul des coefficients de couplage entre modes guidés et modes de gaine	137
5.1.4	Illustration	139
5.2	Modélisation du couplage entre mode guidé et modes radiatifs	142
5.2.1	Principe de la modélisation	142
5.2.2	Expressions des champs	143
5.2.3	Expression analytique du coefficient de transmission spectrale	145
5.3	Conclusion	148

III INSCRIPTION ET CARACTERISATION SPECTRALE DE RESEAUX DE BRAGG A TRAITS INCLINES	150
1 Inscription de réseaux de Bragg à traits inclinés	151
1.1 Montage d'inscription à masque de phase	151
1.1.1 Principe du masque de phase	151
1.1.2 Mise en oeuvre pour l'inscription de réseaux de Bragg à traits inclinés	153
1.1.3 Schéma du montage pour l'inscription de réseaux de Bragg à traits inclinés	154
1.2 Montage d'inscription à miroir de Lloyd	155
1.2.1 Principe	155
1.2.2 Schéma du montage pour l'inscription de réseaux de Bragg à traits inclinés	158
1.2.3 Influence de la réfraction à l'interface air-gaine optique	161
1.3 Techniques de photosensibilisation	164
1.3.1 Augmentation de la concentration en dopants	164
1.3.2 Hydrogénation des fibres germano-silicates	165
2 Caractérisation de la réponse spectrale en transmission	166
2.1 Instruments de mesure	167
2.1.1 Spectrophotomètre	167
2.1.2 Diode laser accordable spectralement	167
2.2 Influence de l'angle d'inclinaison des traits du réseau	168
2.2.1 Evolution des caractéristiques spectrales de la raie de Bragg	168
2.2.2 Evolution du couplage entre le mode guidé et les modes de gaine	173
2.3 Influence de la longueur du réseau	181
2.4 Influence des caractéristiques de la fibre	183
2.4.1 Ouverture numérique de la fibre d'inscription	183
2.4.2 Géométrie radiale de la zone photosensible	185
2.5 Cascade de réseaux de Bragg à traits inclinés	189

3	Caractérisation du profil longitudinal de modulation d'indice	193
3.1	La méthode de mesure par diffraction transverse	194
3.1.1	Principe de la mesure par diffraction transverse	194
3.1.2	Montage expérimental	196
3.2	Influence du montage d'inscription sur l'aspect de l'enveloppe de modulation	196
3.2.1	Cas du montage à masque de phase	196
3.2.2	Cas du montage à miroir de Lloyd	198
3.3	Influence de la forme du profil longitudinal de modulation d'indice sur la réponse spectrale en transmission des réseaux de Bragg à traits inclinés	202
3.3.1	Etude de la résonance de Bragg	202
3.3.2	Modélisation de la réponse spectrale des réseaux de Bragg à traits inclinés	203

IV APPLICATIONS METROLOGIQUES DES RESEAUX DE BRAGG A TRAITS INCLINES **206**

1	Etat de l'art des applications des réseaux de Bragg à traits inclinés	207
1.1	Filtres égalisateurs de gain des amplificateurs à fibres optiques . .	208
1.2	Polarimètres	210
1.3	Analyseurs de spectres	211
1.4	Autres applications	213
2	Les réseaux de Bragg à traits inclinés pour la réfractométrie	215
2.1	Les principales méthodes de réfractométrie par fibre optique . . .	216
2.1.1	Les capteurs à ondes évanescentes	216
2.1.2	Les capteurs à plasmons de surface	217
2.1.3	Les réseaux de Bragg à pas court	220
2.1.4	Les réseaux de Bragg à pas long	222
2.2	Sensibilité des réseaux de Bragg à traits inclinés à l'indice de réfraction extérieur	224

2.2.1	Méthode expérimentale	224
2.2.2	Cas d'un milieu d'indice de réfraction inférieur à celui de la silice	226
2.2.3	Cas d'un milieu d'indice de réfraction supérieur à celui de la silice	230
2.3	Méthode d'analyse	234
2.3.1	Principe	234
2.3.2	Algorithme de détection d'enveloppe	239
2.3.3	Illustrations de cette méthode	240
2.4	Caractéristiques métrologiques d'un réfractomètre à réseau de Bragg à traits inclinés	242
2.4.1	Dynamique de mesure	243
2.4.2	Sensibilité et résolution	246
2.4.3	Répétabilité et précision	247
2.4.4	Analyse de la sensibilité croisée à une variation de température	248
2.5	Lien entre expérience et théorie	250
2.5.1	Evolution du coefficient de couplage entre mode guidé et modes de gaine en fonction de n_{ext}	250
2.5.2	Evolution du couplage entre mode guidé et le continuum de modes radiatifs	254
2.6	Comparaison avec les autres techniques de réfractométrie par fibre optique	258
2.6.1	Avantages et inconvénients des réseaux de Bragg à traits inclinés	258
2.6.2	Comparatif	259
2.7	Deux exemples d'applications	260
2.7.1	Mesure de salinité	260
2.7.2	Suivi de cuisson de matériaux composites	261
2.7.3	Autres applications potentielles	265
3	Réalisation d'un système de démodulation par filtrage linéaire	266
3.1	Présentation du système de mesure à filtre discriminateur linéaire	266

3.1.1	Motivations	266
3.1.2	Utilisation d'un réseau de Bragg à traits inclinés comme composant de filtrage	267
3.2	Modélisation de la réponse du système	269
3.2.1	Fonction normalisée de transfert du système	269
3.2.2	Modélisation de la réponse du système de démodulation	274
3.2.3	Influence de la réponse spectrale du réseau de Bragg trans- ducteur	275
3.3	Mise en oeuvre et caractérisation métrologique	278
3.3.1	Banc de calibrage	278
3.3.2	Caractérisation métrologique du montage	279
3.3.3	Fonctionnement en régime dynamique	283
3.3.4	Intégration	285
3.4	Perspectives	286
	CONCLUSION	286
	BIBLIOGRAPHIE	288
	Annexe A	294
	Publications	314

Remerciements

Remerciements

Le travail de thèse présenté dans ce mémoire a été réalisé grâce à une bourse allouée par le Commissariat à l’Energie Atomique (CEA) dans le cadre d’un Contrat de Formation par la Recherche. L’étude s’est déroulée au sein du Laboratoire de Mesures Optiques (CEA-Centre d’Etudes Nucléaires de Saclay). Ce laboratoire faisait initialement partie du Laboratoire d’Electronique et de Technologie de l’Information (LETI), Département d’Etudes et d’Instrumentation Nucléaires (DEIN), Service de Physique Electronique (SPE). Désormais, il a été intégré au Laboratoire d’Intégration des Systèmes et des Technologies (LIST), Département de l’Instrumentation et de la Métrologie des Rayonnements Ionisants (DIMRI), Service d’Instrumentation et Application des Rayonnements (SIAR).

Je tiens à remercier les différents responsables de ces structures qui m’ont accueilli et ont suivi mes travaux de thèse au sein du CEA : Maurice Maziere (chef du DIMRI) et François Pupat (chef du DEIN), Wallerand D’Hespel (chef du SIAR) et Annick N’Guyen (chef du SPE). Je remercie également Michel Bugaud, actuel Correspondant Programme du DIMRI pour l’Instrumentation et le Contrôle Industriel.

Ma reconnaissance s’adresse tout d’abord à Pierre Ferdinand, responsable du Laboratoire de Mesures Optiques, qui a initié et encadré cette thèse. L’aboutissement de ce travail de recherche tient en grande partie à l’autonomie et la confiance qu’il a su m’accorder, ainsi qu’à son enthousiasme à encourager des idées nouvelles.

Je tiens à remercier tout particulièrement le Professeur Pierre Niay du Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules (PhLAM) de l’Université de Lille pour avoir accepté de diriger mes travaux de thèse. Sa disponibilité, son regard critique et pédagogue ainsi que ses encouragements au cours de ces trois années ont contribué significativement à l’aboutissement de ce travail.

Je remercie très sincèrement le Professeur François Sanchez de l’Université d’Angers pour avoir accepté le rôle de rapporteur. Merci également à Isabelle Riant (Alcatel Marcoussis), Eric Delevaque (Highwave Optical Technologies), Marc Douay (Professeur à l’Université de Lille) et Hans Limberger (Chercheur

Remerciements

à l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne) d'avoir accepté d'examiner mon travail et de faire partie de mon jury.

J'adresse enfin mes sincères remerciements à toutes les personnes qui ont contribué, tant sur un plan scientifique et technique que relationnel, au bon déroulement de cette thèse. Je pense principalement à l'ensemble du personnel du Laboratoire de Mesures Optiques du CEA-Saclay : Jean-Pierre Bouvet, Véronique Dewynter-Marty, Vincent Gerbe, Christophe Martinez, Laurent Maurin, Laurence Pichon et Stéphane Rougeault. Merci plus particulièrement à Sylvain Magne pour sa disponibilité et ses qualités techniques et scientifiques dont il a su me faire profiter. Enfin, je pense particulièrement à Jonathan Boussoir et Nicolas Roussel pour leur contribution essentielle au développement de l'application de démodulation des réseaux de Bragg à traits inclinés.

INTRODUCTION

INTRODUCTION

C'est par la découverte du phénomène dit de *photosensibilité* des fibres optiques germano-silicates qu'a été rendue possible la réalisation, au coeur même des fibres optiques, de réseaux de diffraction : les réseaux de Bragg fibrés. Ces réseaux de Bragg correspondent à une modulation périodique le long de son axe de l'indice de réfraction du coeur d'une fibre optique.

En accord avec la loi de Bragg établie pour l'étude de la diffraction des rayons X par des structures cristallines, les réseaux de Bragg diffractent la lumière se propageant dans les fibres optiques. Ce phénomène de diffraction se manifeste par la formation d'un pic de réflexion sur une bande de résonance spectrale dont la largeur vaut typiquement quelques centaines de picomètres. Aussi, à cette longueur d'onde de résonance, appelée longueur d'onde de Bragg, le réseau peut être assimilé à un miroir sélectif en longueur d'onde pour la lumière incidente. Les réseaux de Bragg constituent un outil bien adapté à l'étude des mécanismes physico-chimiques sous-jacents au phénomène de la photosensibilité des fibres optiques. *Via* leurs propriétés de filtrage spectral, les réseaux de Bragg jouent aussi un rôle déterminant et moteur dans le domaine des Télécommunications Optiques et dans celui des Capteurs à Fibres Optiques (CFO).

Dans le domaine des CFO, on exploite la sensibilité des caractéristiques spectrales de la bande de résonance (essentiellement sa localisation) sous l'action de mesurandes tels que la température et les déformations mécaniques de la fibre optique. Depuis maintenant plus de cinq ans, le Laboratoire de Mesures Optiques du Commissariat à l'Energie Atomique de Saclay (CEA-Saclay) développe et industrialise des systèmes de mesure fondés sur les propriétés de transduction des réseaux de Bragg photoinscrits dans les fibres optiques monomodes. En parallèle à cet aspect système, des travaux de recherche y sont menés afin de développer des réseaux de Bragg présentant des fonctionnalités nouvelles en terme de filtrage spectral et de propriétés de transduction. Ces travaux se sont concrétisés par la réalisation d'un banc optique de photoinscription (montage à miroir de Lloyd amélioré) et par la mise en oeuvre d'une méthode originale et performante de photoinscription de réseaux de Bragg spécifiques (réseaux apodisés et à saut de phase) [105].

En Novembre 1998, sous la direction du Professeur P. Niay de l'Université

de Lille et du Docteur P. Ferdinand pour le CEA-Saclay, il m'a été proposé de poursuivre ces premiers travaux de recherche en vue de la réalisation de transducteurs et systèmes de mesure innovants à réseaux de Bragg dans les fibres optiques monomodes. L'objectif était d'exploiter les acquis du Laboratoire de Mesures Optiques du CEA (banc de photoinscription et expertise en instrumentation) afin d'offrir de nouvelles fonctionnalités aux systèmes de mesure à réseaux de Bragg et d'explorer de nouveaux champs d'application de ces composants.

Jusqu'à cette date, l'essentiel des activités du Laboratoire concernait la mesure optique de paramètres physiques comme la température, les déformations et la pression. Par contre, aucune étude n'avait été conduite afin de développer des transducteurs et systèmes de mesure adaptés à la caractérisation de paramètres tels que l'indice de réfraction d'un milieu extérieur à la fibre optique. Cette situation s'explique par le fait que, en raison du confinement important dans le coeur de la fibre optique de l'énergie associée au mode fondamental guidé, les caractéristiques spectrales du pic associé à la réflexion de Bragg ne sont pas modifiées par des variations de l'indice de réfraction du milieu extérieur à la fibre optique. En nous inspirant des travaux menés par A. Vengsarkar *et al.* [160] sur les réseaux de Bragg dits à *pas long*, nous avons alors décidé de travailler sur les potentialités qu'offrent les réseaux de Bragg dits à *pas court* en terme de diffraction de l'énergie guidée dans le coeur d'une fibre optique monomode vers le milieu extérieur. Ce phénomène de diffraction fait intervenir la notion de modes de fibre non guidés par le coeur (modes de gaine et modes radiatifs). De tels modes, moins confinés dans le coeur de la fibre optique, doivent en effet présenter des caractéristiques de propagation plus sensibles aux propriétés physico-chimiques du milieu environnant (analogie avec les capteurs à ondes évanescentes). Afin de mieux comprendre et caractériser les phénomènes de couplage de la lumière guidée dans le coeur vers les modes de fibre non guidés dans le coeur, nous nous sommes tournés vers l'étude d'une famille particulière de réseaux de Bragg : les réseaux de Bragg à traits inclinés. D'une façon générale, la modulation d'indice associée à un réseau de Bragg est périodique dans une direction fixée (la direction du vecteur d'onde du réseau) et uniforme dans les directions perpendiculaires à celle du vecteur d'onde. La plupart des réseaux sont photoinscrits de façon à ce que le vecteur d'onde du réseau soit parallèle à l'axe de la fibre optique. Le vecteur

d'onde associé à un réseau de Bragg à traits inclinés fait un angle de quelques degrés avec l'axe de la fibre optique.

J'ai ainsi été amené à modifier le banc de photoinscription disponible au laboratoire et ce afin d'inscrire des réseaux de Bragg à pas court et à traits inclinés dans les fibres optiques monomodes. Après une étude expérimentale des caractéristiques de la réponse spectrale de ces composants, nous avons cherché à exploiter à des fins métrologiques la sensibilité de cette réponse à tout changement de la valeur de l'indice de réfraction du milieu extérieur. Suite à cette approche expérimentale, nous avons développé des outils mathématiques permettant de rendre compte de cette sensibilité spectrale. En parallèle, nous nous sommes inspirés des premières utilisations des propriétés de filtrage de ces réseaux dans le domaine des Télécommunications Optiques (filtres égalisateurs de gain). Nous avons alors cherché à mettre en oeuvre, à des fins de démodulation, les réseaux de Bragg à traits inclinés au sein d'instrumentations pour capteurs à réseaux de Bragg.

Le manuscrit est organisé de la façon suivante :

En début de première partie, nous posons des définitions relatives à la propagation de la lumière et au phénomène de photosensibilité dans les fibres optiques monomodes. Ces définitions interviennent en effet de façon récurrente tout au long du document. En particulier, nous nous attachons à introduire la notion de modes de propagation (modes guidés, de gaine et radiatifs). Nous présentons également les composants de base de cette étude : les réseaux de Bragg photoinscrits dans les fibres optiques monomodes. Cette présentation nous amène à classifier ces composants en fonction de leur structure et de leur géométrie, mais aussi vis-à-vis de leurs propriétés optiques. Puis, nous exposons comment le suivi de l'évolution de leurs caractéristiques spectrales sous l'effet de divers paramètres physiques (température et déformations) permet d'utiliser les réseaux de Bragg à des fins métrologiques. Enfin, nous présentons, de façon détaillée et aussi complète que possible, les différentes familles de systèmes de mesure qui ont été développés afin d'exploiter les propriétés de transduction des réseaux de Bragg.

Le contenu de la seconde partie correspond à une présentation des différents modèles mathématiques et outils logiciels qui ont été développés et utilisés afin

d'expliquer et/ou de modéliser les propriétés de diffraction des réseaux de Bragg fibrés à pas court. Le principe général des différents modèles est expliqué dans un premier chapitre. La présentation des limitations respectives inhérentes à ces différents modèles sert à préciser les raisons et les conditions de leur mise en oeuvre en connexion avec nos travaux expérimentaux. Puis, nous montrons comment la notion de couplage entre modes de propagation et sa formulation mathématique (Théorie des Modes Couplés), présentées au Chapitre II-2, permettent de modéliser la réponse spectrale de réseaux de Bragg lorsque seuls interviennent les modes guidés (Chapitre II-3). Au Chapitre II-4, nous utilisons cette approche théorique, *via* la mise en oeuvre d'un logiciel commercial, afin d'étudier le cas plus complexe du couplage entre modes guidés et modes de gaine. Cette situation intervient en particulier lors de la modélisation de la réponse spectrale de réseaux de Bragg à traits inclinés inscrits dans des fibres optiques à gaine limitée et entourée par de l'air. Le cas d'une fibre optique à gaine infinie, où seul intervient le couplage du mode guidé vers le continuum de modes radiatifs, est traité selon l'approche de M. J. Holmes et R. Kashyap [63]. En effet, cette méthode, validée expérimentalement par ces auteurs, nous est apparue simple à appréhender et à mettre en oeuvre. Enfin, dans un dernier chapitre, nous présentons deux modèles permettant d'étudier le couplage du mode guidé vers, respectivement, les modes de gaine puis le continuum de modes radiatifs dans le cas d'un guide d'onde cylindrique constitué de trois couches diélectriques concentriques. Ces deux modèles permettent d'analyser plus particulièrement l'évolution de ces couplages en fonction de l'indice de réfraction de la couche extérieure.

Dans la troisième partie, nous décrivons les deux montages expérimentaux qui ont été utilisés pour la photoinscription des réseaux de Bragg à traits inclinés : le montage à masque de phase et celui à miroir de Lloyd. Nous étudions ensuite l'évolution des caractéristiques spectrales des réseaux de Bragg à pas court et à traits inclinés en fonction de divers paramètres significatifs : angle d'inclinaison des traits, longueur du réseau et caractéristiques opto-géométriques de la fibre optique d'inscription (ouverture numérique, extension radiale de l'amplitude de modulation d'indice photoinduite). Des spectres expérimentaux sont comparés aux spectres obtenus par modélisation. Nous montrons enfin comment la mesure de l'amplitude de modulation d'indice de réfraction des réseaux de Bragg pho-

toinscrits à l'aide d'une méthode d'analyse par diffraction transverse (montage de Krug) permet, *a posteriori*, d'affiner la modélisation spectrale.

Enfin, dans une dernière partie, nous traitons des aspects applicatifs des réseaux de Bragg à pas court et à traits inclinés dans le domaine des Capteurs à Fibres Optiques. Un premier chapitre traite brièvement des principales applications qui ont déjà été proposées et/ou réalisées. Nous y considérons à la fois le secteur des CFO et celui des Télécommunications Optiques. Pour les applications ayant trait à ce dernier secteur, nous établissons des connexions possibles vers celui des CFO. Nous expliquons comment des idées similaires pourraient y être développées. Suite à ce chapitre, nous décrivons de façon approfondie les deux applications métrologiques originales des réseaux de Bragg à pas court et à traits inclinés sur lesquelles nous avons travaillé. Nous commençons par exposer comment ces réseaux ont été utilisés comme éléments de transduction d'un système de mesure de l'indice de réfraction d'un milieu extérieur à la fibre optique. A partir de la caractérisation expérimentale de la sensibilité de la réponse spectrale de ces réseaux à toute variation de l'indice de réfraction du milieu extérieur à la fibre optique, nous proposons une méthode d'analyse en permettant la mesure. Puis, nous déterminons les caractéristiques métrologiques (résolution, dynamique, sensibilité croisée à la température, répétabilité) du réfractomètre ainsi proposé. Enfin, dans un dernier chapitre, nous présentons la mise en oeuvre des réseaux de Bragg à traits inclinés comme éléments de filtrage spectral intervenant au coeur d'un système de démodulation de la réponse de transducteurs à réseaux de Bragg standard. Par une analyse des performances métrologiques du système obtenu, nous démontrons comment l'utilisation de ces réseaux permet d'offrir de nouvelles fonctionnalités de mesure, tant en régime statique que dynamique.

Première partie

**LES CAPTEURS A RESEAUX
DE BRAGG**

Chapitre 1

Définitions

Après un rappel succinct des principales caractéristiques et propriétés des fibres optiques dites monomodes en tant que guides d'onde, nous présentons un bref historique sur la photosensibilité et l'inscription des réseaux de Bragg dans les fibres optiques. Ceci nous amène à distinguer plusieurs classes de réseaux de Bragg fibrés. Nous mettons alors en évidence les propriétés et spécificités principales de chacune d'elles, tant sur le plan de la structure physique du réseau que de sa réponse spectrale (en transmission et réflexion).

1.1 Les fibres optiques monomodes

1.1.1 Généralités

Les fibres optiques sont des guides d'onde diélectriques, en général à symétrie cylindrique. Elles sont constituées d'un coeur d'indice de réfraction n_c et d'une gaine optique d'indice n_g légèrement inférieur ($n_c - n_g \sim 10^{-3}$) [56]. Ce sont ces deux couches (généralement réalisées en silice) qui assurent les propriétés de guidage de la lumière par confinement de la majorité de l'énergie lumineuse dans le coeur de la fibre optique. Le coeur et la gaine optique sont entourés d'une gaine mécanique en silice et d'une enveloppe protectrice, généralement constituée de matériaux polymères (polyimide, polyacrylate ...).

Le coeur des fibres optiques monomodes a un rayon r_c typique de l'ordre de quelques microns (contre plusieurs dizaines voire plusieurs centaines de microns

pour les fibres optiques dites multimodes) et est dopé avec des espèces chimiques, comme l'oxyde de germanium, pour augmenter très légèrement son indice de réfraction par rapport à celui de la gaine optique (l'écart est de l'ordre de quelques millièmes d'unité d'indice de réfraction, ou *u.i.r.*). La gaine a, quant à elle, un rayon r_g de l'ordre de plusieurs dizaines de microns. Le schéma typique d'une telle fibre est donné sur la Figure 1.1 pour un profil d'indice de réfraction dit à *saut d'indice*.

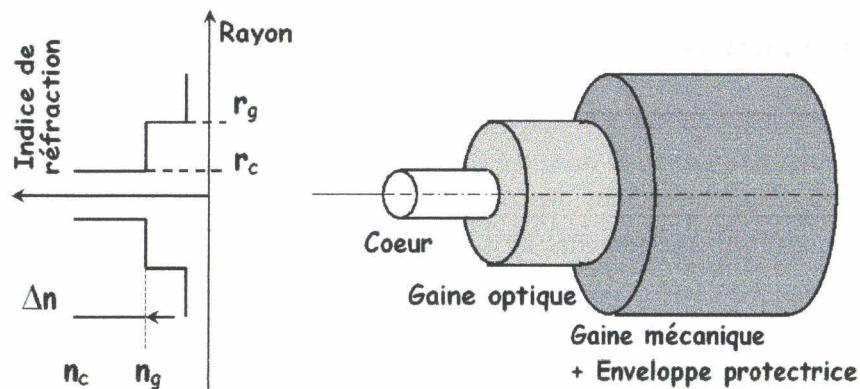


Fig. 1.1: Structure géométrique et profil radial d'indice de réfraction d'une fibre optique dite à *saut d'indice*.

1.1.2 Description géométrique du guidage

Plaçons nous dans l'approximation de l'optique géométrique ($r_c \gg \lambda$). Les propriétés de guidage de la lumière par les fibres optiques rectilignes reposent sur le phénomène de réflexion totale à l'interface entre les deux milieux homogènes et diélectriques constituant respectivement le cœur et la gaine optique [140][154][88]. Considérons un pinceau de rayons lumineux incidents sur ce dioptré selon un angle i . A ce pinceau lumineux, nous associons une portion d'onde plane perpendiculaire à la direction des rayons. L'angle i' que fait le faisceau transmis dans la gaine par rapport à la normale au dioptré est donné par la loi de Descartes :

$$n_c \sin(i) = n_g \sin(i') \quad (1.1)$$

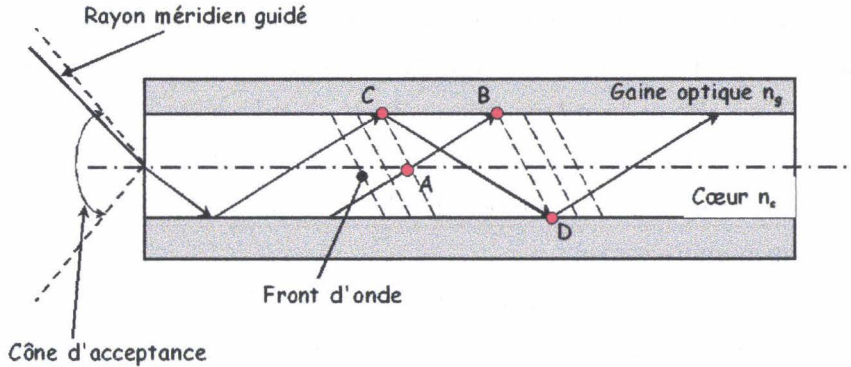


Fig. 1.2: Représentation schématiques de deux rayons méridiens se propageant dans une fibre optique. Les deux rayons appartiennent à la même onde plane. Les lignes en pointillés représentent le front de phase de l'onde plane qui se propage vers la droite.

Comme n_c est supérieur à n_g , il existe un angle limite i_l pour lequel i' vaut $\frac{\pi}{2}$. Cet angle limite est donné par :

$$i_l = \arcsin\left(\frac{n_g}{n_c}\right) \quad (1.2)$$

Tous les rayons incidents sur le dioptré avec des angles $i > i_l$ sont réfléchis totalement à l'interface cœur-gaine optique et sont ainsi susceptibles d'être guidés par la fibre optique. En utilisant de nouveau la loi de la réfraction en entrée de fibre, on déduit de cet angle limite, et de l'indice de réfraction n_e du milieu extérieur à la fibre optique, l'ouverture numérique $O.N.$ ainsi que le demi-angle au sommet Φ du cône d'acceptance :

$$\begin{cases} \Phi = \arcsin\left(\frac{\sqrt{n_c^2 - n_g^2}}{n_e}\right) \\ O.N. = n_e \sin(\Phi) = \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \end{cases} \quad (1.3)$$

Cependant, tous les rayons lumineux compris dans ce cône d'acceptance ne vont pas pouvoir se propager : le phénomène de réflexion totale ne donne qu'une condition nécessaire de guidage. Il faut en introduire une seconde. On considère les points A, B, C et D représentés sur la Figure 1.2. Le rayon optique (AB) n'a subi aucune réflexion à l'interface cœur-gaine optique. Le rayon (CD) a subi deux

réflexions à l'interface coeur-gaine optique. Les points d'un même front d'onde possèdent la même phase. Par conséquent, les deux points A et C et les deux points B et D possèdent la même phase. Aussi, l'onde plane considérée ici ne peut se propager dans la fibre optique que si la différence de phase entre les deux points C et D est égale à la différence de phase entre les points A et B à $2p\pi$ près (avec p un nombre entier).

En notant Φ_C et Φ_D les déphasages introduits lors de la réflexion totale en C et D, un rayon méridien ne pourra être guidé que s'il vérifie la relation suivante :

$$\frac{4\pi n_c r_c \cos(i)}{\lambda} + \Phi_C + \Phi_D = 2p\pi \quad (p \text{ entier}) \quad (1.4)$$

Cette relation implique que seul un nombre fini de rayons vont pouvoir être guidés. En anticipant sur l'approche ondulatoire de la propagation, les figures d'interférences associées à ces rayons lumineux sont appelés des modes guidés. Si plusieurs valeurs de p permettent de vérifier cette relation, la fibre optique est dite multimode. Si une seule valeur est solution, la fibre optique est dite monomode. Il convient cependant de noter qu'une fibre optique n'est monomode que sur une certaine plage de longueurs d'onde. En effet, à partir de la relation de résonance (1.4), on constate qu'en dessous d'une longueur d'onde seuil, dite longueur d'onde de coupure, d'autres entiers p vont être solution, et donc d'autres modes de propagation, ou modes guidés, existent.

L'approche géométrique du guidage, dont nous venons de souligner les bases, est utile pour introduire un certain nombre de paramètres caractéristiques des fibres optiques (ouverture numérique, longueur d'onde de coupure, ...). Toutefois, pour les fibres optiques dites monomodes, dont les dimensions du coeur sont du même ordre de grandeur que la longueur d'onde, cette approche est trop approximative pour se révéler satisfaisante. Il est alors nécessaire de résoudre le problème de la propagation dans une fibre optique en faisant appel à une approche ondulatoire, et donc aux équations de Maxwell.

1.1.3 Approche ondulatoire : notions de modes et d'indices effectifs

Equation de propagation

A partir des équations de Maxwell pour un milieu diélectrique sans pertes et isotrope, on peut établir l'équation de propagation que doivent vérifier les composantes des champs électromagnétiques se propageant dans une fibre optique. A une pulsation ω donnée, on cherche les solutions de ces équations correspondant à une onde harmonique. Si $\vec{E}(r, \varphi, z)$ et $\vec{H}(r, \varphi, z)$ désignent respectivement les champs électrique et magnétique en coordonnées cylindriques, alors ceux-ci s'écrivent sous la forme :

$$\begin{aligned}\vec{E}(r, \varphi, z) &= \vec{e}(r, \varphi) e^{i(\omega t - \beta z)} \\ \vec{H}(r, \varphi, z) &= \vec{h}(r, \varphi) e^{i(\omega t - \beta z)}\end{aligned}\quad (1.5)$$

avec β la constante de propagation longitudinale.

On montre alors que les composantes radiales et azimuthales des champs électrique et magnétique se déduisent de la composante longitudinale des champs électrique et magnétique [117]. Si Ψ désigne indifféremment la composante longitudinale du champ électrique ou celle du champ magnétique, alors Ψ vérifie une équation de la forme :

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \varphi^2} + (k^2 n_i^2 - \beta^2) \Psi = 0 \quad (1.6)$$

où n_i est l'indice de réfraction du milieu considéré (supposé homogène) et $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ la norme du vecteur d'onde avec λ la longueur d'onde de la lumière dans le vide. Cette équation étant à variables séparables, les solutions recherchées sont de la forme : $\Psi(r, \varphi) = f(r) g(\varphi)$.

La dépendance azimuthale de Ψ s'exprime sous la forme $e^{il\varphi}$ avec l un nombre entier [117]. L'équation vérifiée par $f(r)$ se réécrit alors sous la forme :

$$\frac{\partial^2 f}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial f}{\partial r} + \left[k^2 n_i^2 - \beta^2 - \frac{l^2}{r^2} \right] f(r) = 0 \quad (1.7)$$

Les solutions générales de l'équation vérifiée par $f(r)$ sont alors soit des combinaisons linéaires de fonctions de Bessel de première ou de seconde espèce et d'ordre entier l (si $k^2 n_i^2 - \beta^2 > 0$), soit des combinaisons linéaires de fonctions de Bessel modifiées de première ou de seconde espèce et d'ordre entier l (si $k^2 n_i^2 - \beta^2 < 0$) [2].

Modes guidés, de gaine et radiatifs

On considère le cas d'une fibre optique rectiligne constituée de deux milieux diélectriques isotropes concentriques : le coeur et la gaine optique qui s'étend à l'infini. Les solutions physiques de la distribution radiale $f(r)$ sont obtenues indépendamment pour le coeur et pour la gaine optique. Les solutions dans le coeur et dans la gaine optique sont déterminées et reliées entre elles par une condition de normalisation à 1 Watt de la puissance transportée par un mode et par les conditions aux limites : champs nuls quand r tend vers l'infini, champs finis en $r = 0$ et continuité des composantes longitudinales des champs et de leurs dérivées à l'interface coeur-gaine optique ($r = r_c$).

Pour qu'une onde électromagnétique soit guidée par une telle structure (on parle alors de mode guidé), sa constante de propagation β doit nécessairement vérifier la relation $k^2 n_g^2 \leq \beta^2 \leq k^2 n_c^2$. Par ailleurs, les conditions de continuité des champs imposent aussi une contrainte (équation aux valeurs propres) sur les valeurs que peut prendre la constante de propagation β [117]. Pour une valeur de l fixée, il existe un ensemble discret de m valeurs de β solution de cette équation aux valeurs propres. Chaque solution, notée β_{lm} , est associée à un mode guidé particulier. Par conséquent, l'ensemble des modes guidés forme un ensemble discret. Pour chaque mode guidé, on peut également associer un paramètre appelé indice de réfraction effectif, noté n_{eff}^{lm} , et défini par la relation :

$$n_{eff}^{lm} = \frac{\beta_{lm}}{k} \quad (1.8)$$

Dans le cas où $\beta^2 \leq k^2 n_g^2$, les solutions ne correspondent plus à des ondes guidées (plus de limite nulle des champs à l'infini). Nous sommes alors en présence de modes dits radiatifs (ou rayonnants). Ces modes radiatifs présentent la particularité de former un continuum : on parle du continuum de modes radiatifs.

En effet, comme il n'est pas possible de leur associer une équation aux valeurs propres, toute valeur de β telle que $\beta^2 \leq k^2 n_g^2$ est une solution. Il n'y a donc plus de quantification, par les conditions aux limites, des constantes de propagation.

Jusqu'ici, nous avons considéré le cas d'une fibre optique dont la gaine s'étend jusqu'à l'infini. En fait, comme nous l'avons décrit au paragraphe 1.1.1, la gaine d'une fibre optique réelle a une étendue limitée et est entourée d'un milieu extérieur d'indice de réfraction noté n_e . L'interface gaine-milieu extérieur est à l'origine d'une cavité optique qui se rajoute à celle constituée par l'interface coeur-gaine. On considère le cas $n_e < n_g$. Cette cavité résonante possède ses propres modes propres, ou modes guidés, que l'on va appeler modes de gaine du fait de leur guidage par l'interface gaine-milieu extérieur. Ces modes peuvent être considérés comme résultant d'une discrétisation, sur la plage $k^2 n_e^2 \leq \beta^2 \leq k^2 n_g^2$, du continuum de modes rayonnants introduits précédemment. Sur cette plage, la condition de réflexion totale va de nouveau être vérifiée ($n_e < n_g$) et le phénomène de résonance donne naissance à des modes guidés. Cependant, les fortes pertes lors de la réflexion à l'interface gaine-milieu extérieur font que les ondes ne peuvent se propager que sur de courtes distances (inférieures au mètre)[158].

1.2 Historique sur les réseaux de Bragg

1.2.1 Découverte de la photosensibilité des fibres optiques

On peut définir la photosensibilité d'un matériau comme une modification permanente de son indice de réfraction sous l'effet d'une irradiation à une longueur d'onde adéquate. Ce phénomène a été mis en évidence pour la première fois en 1978 par l'équipe de Kenneth Hill, dans leur laboratoire du Centre de Recherche sur les Communications Optiques (Canada) [62][74]. En injectant une lumière monochromatique, issue d'un laser émettant à 488 nm, dans le coeur d'une fibre optique dopée avec de l'oxyde de germanium, ces chercheurs observèrent une augmentation avec le temps de l'intensité de la lumière rétrodiffusée, jusqu'à rétrodiffusion totale de la lumière injectée. En outre, l'arrêt de l'insolation n'avait pas pour conséquence une disparition de cette lumière rétrodiffusée : l'effet était permanent.

Qualitativement, cette expérience fut expliquée par l'existence d'une onde stationnaire se formant, dans le coeur de la fibre optique, par interférence entre l'onde incidente et l'onde réfléchiée en bout de fibre par réflexion de Fresnel. K. Hill *et al.* [62] émirent l'hypothèse que le motif de cette onde stationnaire (alternance de maxima et de minima d'intensité lumineuse) générerait une modification permanente et périodique de l'indice de réfraction du coeur de la fibre optique sous l'action d'un effet non-linéaire encore inconnu. Cet effet fut appelé *photosensibilité* des fibres optiques germano-silicates.

La modulation périodique d'indice de réfraction photoinduite dans le coeur de la fibre optique crée un réseau épais de diffraction, appelé réseau de Bragg (cf. Figure 1.3). Ce réseau présente la propriété de réfléchir la lumière sur une plage spectrale très étroite centrée sur une longueur d'onde bien particulière, dite longueur d'onde de Bragg, et donnée par la relation suivante :

$$\lambda_{Bragg} = 2 n_{eff} \Lambda \quad (1.9)$$

où n_{eff} représente l'indice effectif de l'onde guidée par la fibre optique et Λ la période de la modulation d'indice dans le coeur.

Dans le cas particulier de l'expérience de K. Hill *et al.*, la longueur d'onde de la lumière réfléchiée par le réseau est accordée sur celle de la lumière émise par le laser utilisé [62]. L'impossibilité d'inscrire selon cette méthode un filtre spectral caractérisé par une longueur d'onde de résonance centrée ailleurs que dans la plage spectrale du visible limitait l'intérêt pratique de la découverte. Cependant, 10 ans plus tard, en 1989, Gerry Meltz *et al.* proposèrent une amélioration fondamentale du procédé d'inscription des réseaux de Bragg [113]. Au lieu d'inscrire le réseau selon un procédé longitudinal, ils démontrèrent l'inscription de réseaux de Bragg dans des fibres optiques germano-silicates par insolation latérale avec une figure d'interférences générée par un interféromètre à deux ondes et un laser accordé à 244 nm. Avec cette méthode, le pas de la figure de franges fixe la périodicité du réseau. Il est donc possible d'inscrire un réseau à n'importe quelle longueur d'onde en changeant simplement l'angle entre les deux faisceaux interférant. Il devenait en particulier possible d'inscrire des filtres dont les longueurs d'onde de Bragg sont centrées dans les fenêtres de travail des télécommunications par fibre

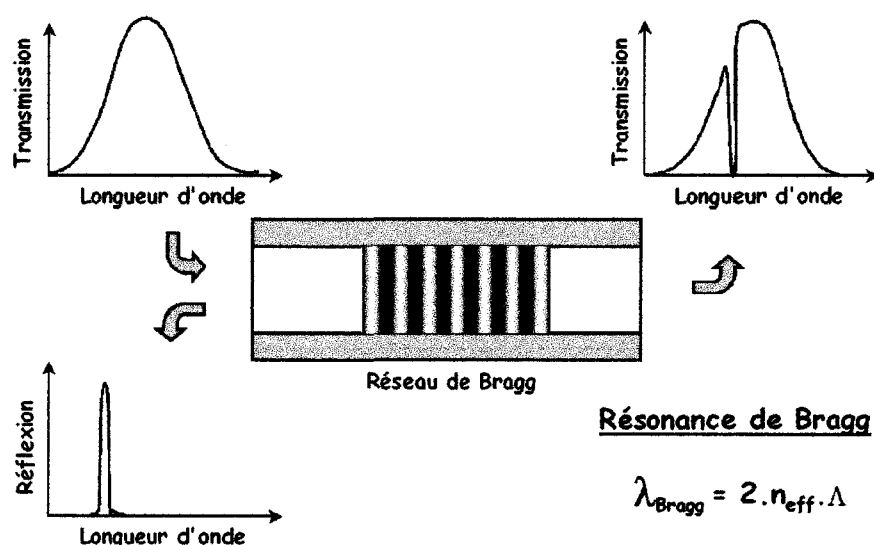


Fig. 1.3: Représentation schématique d'un réseau de Bragg inscrit dans le coeur d'une fibre optique et de ses réponses en transmission et en réflexion.

optique (essentiellement autour de $1,55 \mu\text{m}$).

Cette amélioration cruciale a été à l'origine du développement d'un large mouvement de recherche autour des réseaux de Bragg. De nombreux travaux ont été et sont encore menés afin de comprendre les mécanismes physiques responsables de la photosensibilité des fibres optiques. En parallèle à ces aspects fondamentaux, de nombreuses applications des réseaux de Bragg, tant en Télécommunications qu'en Instrumentation, ont été démontrées. Ces développements applicatifs ont amené à concevoir de nombreux types de réseaux de Bragg avec des fonctionnalités particulières.

1.2.2 Classification des réseaux de Bragg fibrés

Plusieurs critères permettent de distinguer les différents types de réseaux de Bragg existants. On peut tout d'abord les différencier selon l'ordre de grandeur de la périodicité, ou pas, du profil de modulation d'indice. On va ainsi être amené à parler de réseaux à pas court, pour des valeurs de Λ inférieures au micron, et de réseaux à pas long, pour des valeurs de Λ typiquement supérieures à la centaine de microns.

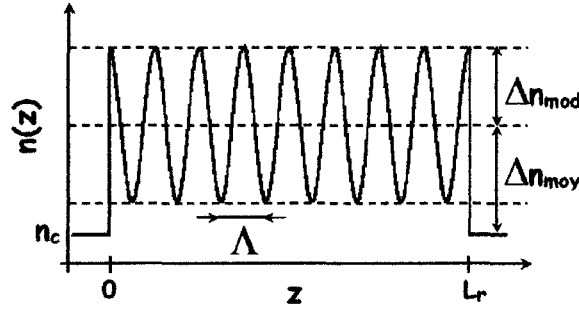


Fig. 1.4: Profil de modulation d'indice photoinduite pour un réseau de Bragg *uniforme*.

Par ailleurs, en intervenant sur les paramètres caractérisant le profil de modulation d'indice du réseau à savoir : le pas, le profil longitudinal et le profil radial de la modulation d'indice, on dispose de trois degrés de liberté supplémentaires pour la réalisation des réseaux de Bragg. On distingue alors les réseaux de Bragg, à pas long ou à pas court, ayant un profil de modulation d'indice uniforme (pas constant et modulation d'indice de forme sinusoïdale pure tronquée) et ceux ayant un profil de modulation d'indice non uniforme.

1.3 Les réseaux de Bragg uniformes

Dans sa forme la plus simple, un réseau de Bragg fibré consiste en une modulation d'indice photoinduite uniforme longitudinalement et dans une section transverse du coeur de la fibre optique. En outre, sa période est constante sur toute la portion insolée de la fibre optique. Ainsi, l'évolution de l'indice de réfraction du coeur le long du réseau peut être mis en équation sous la forme suivante :

$$n(z) = \begin{cases} n_c + \Delta n_{moyen} + \Delta n_{mod} \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z + \Phi_0\right) & \text{pour } 0 \leq z \leq L_r \text{ et } r \leq r_c \\ n_c & \text{pour } z \notin [0; L_r] \end{cases} \quad (1.10)$$

Les différents paramètres Δn_{moyen} , Δn_{mod} , Λ et L_r sont définis sur la Figure 1.4.

A partir d'une telle structure, deux types de réseaux peuvent être envisagés, présentant des réponses spectrales et des fonctionnalités très différentes : les réseaux de Bragg uniformes à pas court et ceux à pas long.

1.3.1 Le réseau de Bragg uniforme à pas court

Les périodes typiques des réseaux de Bragg uniformes à pas court sont de l'ordre de $0,5 \mu\text{m}$, ce qui correspond à des longueurs d'onde de Bragg situées dans la fenêtre spectrale $1,5 \mu\text{m}$. Pour une longueur de 10 mm , un tel réseau comporte environ 20000 pas, ou *traits*. Schématiquement, chaque pas du réseau se comporte comme un dioptre plan réflecteur. Si les ondes réfléchies par chaque dioptre constituant le réseau sont en phase à $z=0$, elles interfèrent de façon constructive et donnent naissance à l'onde contra-directive.

Une approche simple pour appréhender un réseau de Bragg consiste à l'assimiler à un réseau de diffraction et à représenter les modes de la fibre optique selon l'approche géométrique de la propagation, c'est-à-dire sous la forme de pinceaux de rayons lumineux [37]. Considérons le mode fondamental incident se propageant sous la forme d'un rayon lumineux incliné d'un angle θ_1 par rapport à la normale à l'axe de propagation de la fibre ($\theta_1 \sim 90^\circ$). L'indice effectif du mode fondamental est alors $n_{eff}^{fond} = n_c \sin \theta_1$. Ce rayon va être diffracté par le réseau de Bragg dans le coeur de la fibre selon l'équation habituelle de la diffraction par un réseau [125] :

$$n_c \sin \theta_2 = n_c \sin \theta_1 + p \frac{\lambda}{\Lambda} \quad (1.11)$$

Si l'angle θ_2 respecte les conditions de réflexion totale à l'interface coeur-gaine de la fibre optique et de résonance du guide, le rayon lumineux correspondant peut être associé à un mode guidé de la fibre optique. Dans le cas particulier où $\theta_2 = -\theta_1$ (cf. Figure 1.5), on se trouve dans le cas du couplage entre les deux modes fondamentaux guidés contra-directifs. Et on retrouve la relation de Bragg (1.9).

La Figure 1.6 représente l'évolution spectrale des coefficients de transmission et de réflexion d'un réseau de Bragg à pas court uniforme inscrit dans une fibre

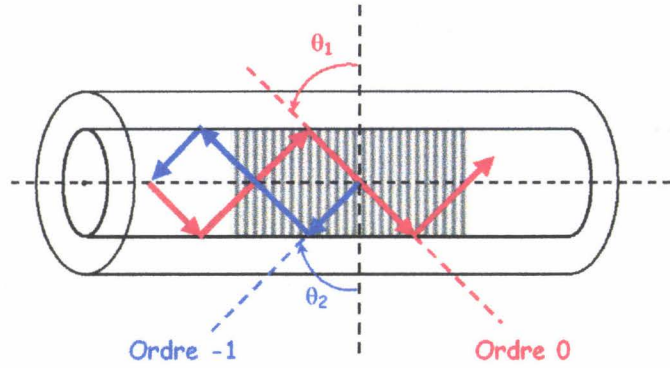


Fig. 1.5: Illustration, selon une approche géométrique, de la réflexion de Bragg par un réseau à pas court uniforme dans une fibre optique.

optique monomode à saut d'indice. L'inscription a été réalisée avec un montage interférométrique à miroir de Lloyd et un laser continu de longueur d'onde 244 nm (cf. Partie III) [105]. La raie principale correspond à la résonance de Bragg. L'existence, sur le spectre en transmission et du côté des courtes longueurs d'onde, de pics qui n'apparaissent pas sur le spectre en réflexion constitue un autre élément important. En fait, ces pics peuvent s'interpréter comme un couplage, par le réseau, de l'énergie du mode fondamental guidé vers des modes (discrets) de gaine contra-directifs associés à l'extension radiale limitée de la gaine optique. Ces modes de gaine, étant très vite atténués, ne se propagent que sur de très courtes distances. Ceci explique qu'on ne les retrouve pas au niveau de la réponse en réflexion du composant : les deux spectres ne sont pas complémentaires.

La relation (1.11) permet également de rendre compte de l'existence de ces couplages vers les modes de gaine. En fixant toujours $p = -1$, si λ diminue alors la valeur absolue de l'angle θ_2 vérifiant (1.11) diminue également. Les rayons diffractés par les différents pas du réseau interfèrent de façon constructive et donnent naissance à une onde réfléchie chaque fois que l'angle θ_2 correspond à l'angle d'incidence, sur le dioptre gaine-milieu extérieur, caractéristique d'un mode de gaine. Si λ augmente à partir de λ_{Bragg} (équation (1.9)), l'angle θ_2 ne peut jamais correspondre à un mode guidé puisque la fibre optique est monomode. La condition de résonance se réécrit alors sous la forme :

$$\lambda_{\text{résonance}} = (n_{\text{eff},1} + n_{\text{eff},2}) \Lambda \quad (1.12)$$

où $n_{\text{eff},1} = n_c \sin |\theta_1|$ et $n_{\text{eff},2} = n_c \sin |\theta_2|$.

Pour expliquer et modéliser la différence d'amplitude des multiples pics présents sur le spectre en transmission, il est nécessaire de faire appel à une approche ondulatoire de la lumière et d'aborder le réseau de Bragg comme une perturbation engendrant des phénomènes de couplage entre modes d'une fibre optique. Cette théorie du couplage entre modes est abordée dans la seconde partie de ce manuscrit.

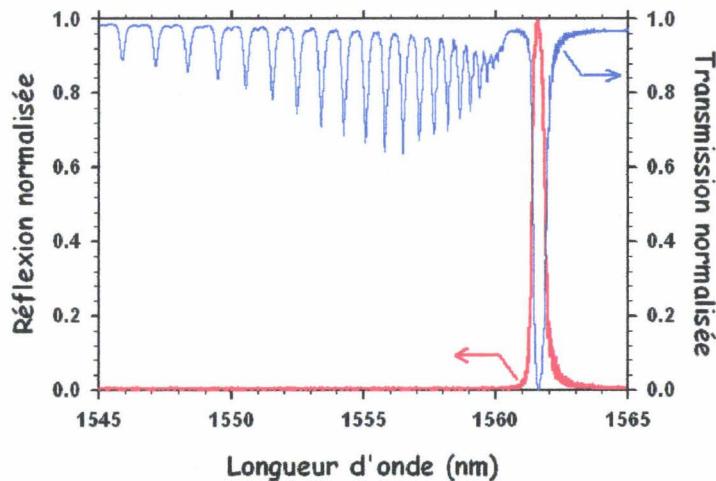


Fig. 1.6: Spectres expérimentaux en transmission et en réflexion d'un réseau de Bragg à pas court. Le réseau a été photoinscrit dans le cœur d'une fibre optique monomode à saut d'indice avec un montage à miroir de Lloyd et un laser continu UV (244 nm).

1.3.2 Le réseau de Bragg uniforme à pas long

Ce composant a été décrit pour la première fois en 1996 par A. Vengsarkar *et al.* [160]. Les périodes de ces réseaux sont supérieures d'au moins un facteur 100 à celles des réseaux à pas court. Elles valent typiquement plusieurs centaines de micromètres. Contrairement aux réseaux de Bragg à pas court employés habituellement comme réflecteurs, les réseaux de Bragg à pas long sont utilisés en

transmission. En effet, ils couplent le mode fondamental incident vers des modes de gaine co-propagatifs, comme illustré à la Figure 1.7 (d'après [37]).

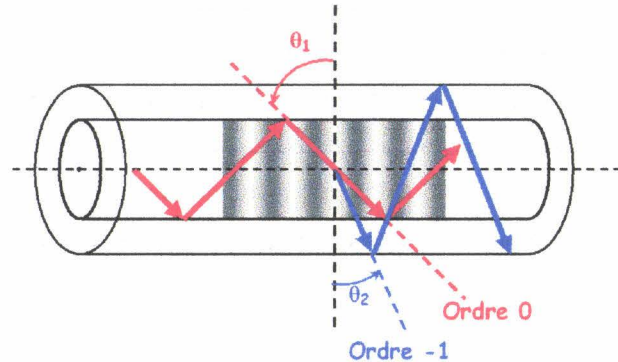


Fig. 1.7: Représentation schématique du couplage induit par un réseau de Bragg uniforme à pas long entre un mode guidé et un mode de gaine co-propagatif.

En reprenant l'analyse du paragraphe précédent, les longueurs d'onde de résonance associées à un tel composant sont données par l'équation :

$$\lambda_{\text{résonance}} = (n_{\text{eff},1} - n_{\text{eff},2}) \Lambda \quad (1.13)$$

le signe - provenant du fait que l'on considère des modes de gaine co-propagatifs au mode fondamental (et non plus contra-propagatifs comme pour les réseaux de Bragg à pas court).

Ainsi, un réseau de Bragg à pas long engendre des pertes sélectives en longueur d'onde par couplage avec des modes de gaine co-propagatifs, mais aucune énergie optique n'est réfléchi aux longueurs d'onde voisines de celles définies par la relation (1.13). La réponse spectrale en transmission typique d'un tel réseau est illustrée par la Figure 1.8, d'après [14].

Les différents pics présents sur ce spectre correspondent chacun à un couplage vers un mode de gaine particulier. Deux différences essentielles sont à noter par rapport aux réseaux de Bragg à pas court. L'écart spectral entre deux résonances consécutives vaut plusieurs dizaines de nanomètres, contre environ un nanomètre pour un réseau de Bragg à pas court. De même, la largeur à mi-hauteur d'une

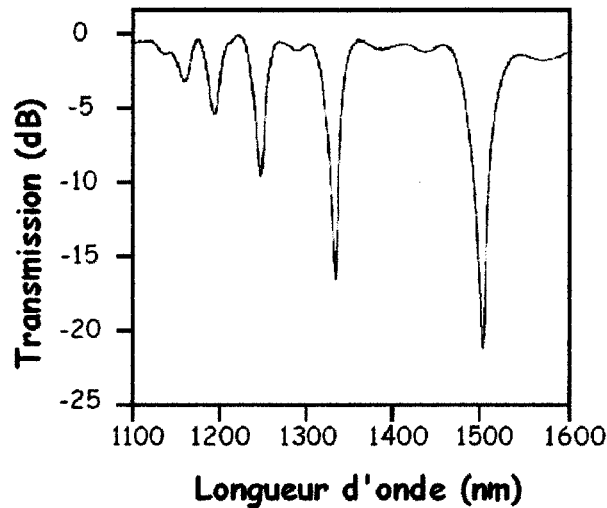


Fig. 1.8: Réponse spectrale en transmission mesurée pour un réseau de Bragg uniforme à pas long de période $320 \mu\text{m}$. Le réseau a été inscrit dans une fibre optique SMF-28 avec un laser continu émettant à 244 nm et un montage à masque d'amplitude (d'après V. Bhatia [14]).

résonance donnée vaut plusieurs nanomètres, contre quelques centaines de pm dans le cas d'un réseau de Bragg à pas court.

1.4 Les réseaux de Bragg non uniformes

Les deux types de composants introduits dans la partie précédente présentent un profil uniforme de modulation d'indice. La modulation correspond à une sinusoïde pure tronquée par une fenêtre rectangulaire et ne dépend pas de la composante radiale. Introduire des dépendances des caractéristiques de la modulation d'indice, comme le pas ou l'enveloppe de modulation, avec les coordonnées longitudinale et radiale permet de concevoir de nouvelles familles de composants avec des réponses spectrales plus évoluées. En outre, la photoinscription d'un réseau de Bragg à pas court ou à pas long dans une fibre optique génère une biréfringence locale au niveau du réseau. Cette biréfringence photoinduite peut également être mise à profit pour réaliser des composants particuliers, comme des polariseurs tout fibrés.

1.4.1 Les réseaux de Bragg à profil longitudinal non uniforme

Le premier degré de liberté que l'on peut utiliser consiste à introduire la coordonnée longitudinale z dans l'équation décrivant la figure de modulation d'indice d'un réseau de Bragg, qu'il soit à pas court ou à pas long. En reprenant l'équation (1.10), la dépendance en z peut intervenir sur quatre paramètres : la variation d'indice moyen Δn_{moy} , l'amplitude de modulation d'indice Δn_{mod} , la période Λ et la phase Φ . On obtient alors l'expression plus générale de l'indice de réfraction le long du réseau :

$$n(z) = \begin{cases} n_c + \Delta n_{moyen}(z) + \Delta n_{mod}(z) \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda(z)} z + \Phi(z)\right) & \text{pour } 0 \leq z \leq L_r \\ n_c & \text{pour } z \notin [0; L_r] \end{cases} \quad (1.14)$$

Il est alors possible de distinguer trois nouvelles catégories de réseaux. En introduisant une dépendance longitudinale de la variation d'indice moyen ou de la période du réseau, on réalise des réseaux de Bragg à pas variable (ou *chirpés*) [61]. Si la variable longitudinale intervient dans l'expression de l'amplitude de modulation d'indice, de façon par exemple à ce que $\Delta n_{mod}(z)$ ait une forme gaussienne, on réalise des réseaux dits *apodisés* [106] [105]. Enfin, si la phase Φ présente une discontinuité locale, on peut par exemple fabriquer des réseaux à *sauts de phase* [105].

Les réseaux de Bragg à pas variable présentent deux particularités par rapport au réseau de Bragg uniforme. Tout d'abord, l'évolution continue de la période le long du réseau conduit à une évolution continue des longueurs d'onde de résonance des différentes parties du réseau. Dans le cas de la Figure 1.9a, la partie gauche du réseau réfléchit l'énergie optique à des longueurs d'onde plus petites que la partie droite. Les deux conséquences de ce phénomène sont un élargissement de la bande de filtrage et un retard entre les différentes longueurs d'onde réfléchies. Cette dernière propriété a conduit à la réalisation de compensateurs de dispersion [120].

Les réseaux de Bragg apodisés sont essentiellement utilisés quand il s'avère nécessaire, pour une application donnée, de minimiser les effets des lobes se-

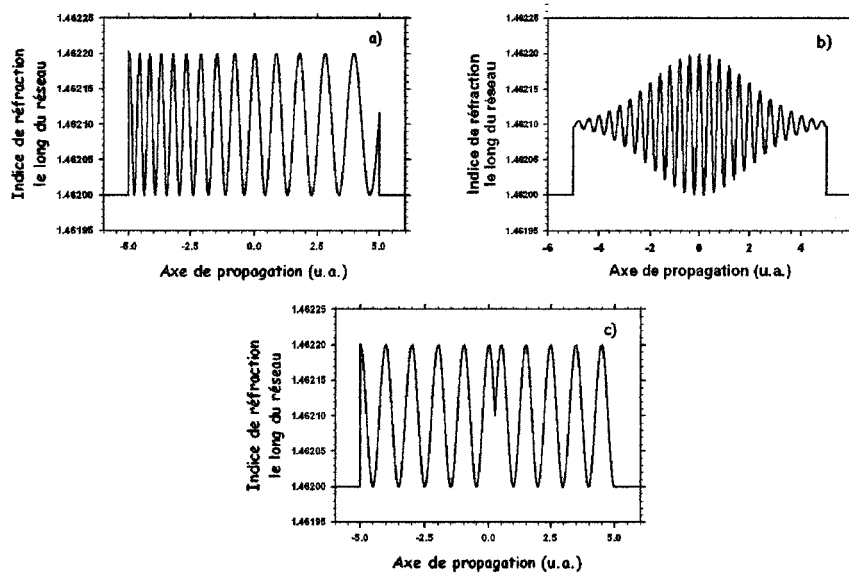


Fig. 1.9: Exemples de profils de modulation d'indice de réfraction de réseaux de Bragg non uniformes longitudinalement : a) réseau à pas variable; b) réseau à profil gaussien; c) réseau avec un saut de phase de π au centre.

conformes présents sur les spectres des réseaux de Bragg uniformes [61][106]. De nombreuses techniques existent pour fabriquer des réseaux présentant un profil de modulation d'indice apodisé (profil gaussien par exemple) [71].

Enfin, d'autres applications dans le domaine des communications ou des lasers nécessitent d'utiliser un filtre en transmission dans une bande spectrale très étroite, de l'ordre de quelques picomètres. Une solution pour obtenir une bande de filtrage aussi fine consiste à introduire un déphasage (ou saut de phase) au centre de la modulation d'indice sinusoïdale : on utilise les réseaux de Bragg à saut de phase [105].

1.4.2 Les réseaux de Bragg à profil radial non uniforme

La coordonnée radiale offre un second degré de liberté dans la conception de réseaux de Bragg. Le réseau de Bragg à traits inclinés en est l'exemple typique [41]. Il consiste en une modulation sinusoïdale de l'indice de réfraction du coeur de la fibre optique mais avec la particularité suivante : le vecteur réseau \vec{K} associé à la modulation est incliné par rapport à l'axe de propagation. Cette géométrie

rompt la symétrie de révolution du composant et engendre des phénomènes de couplage entre modes plus complexes que dans le cas d'un réseau à symétrie de révolution. Brièvement, en supprimant cette symétrie, on autorise un couplage non plus uniquement entre modes de même symétrie azimuthale mais entre tous types de modes.

Ces réseaux peuvent être aussi bien à pas court [41] qu'à pas long [90]. Dans toute la suite de ce manuscrit, les réseaux de Bragg à traits inclinés à pas court sont simplement désignés *réseaux de Bragg à traits inclinés*. Leurs équivalents à pas long sont explicitement désignés sous le terme *réseaux de Bragg à pas long et à traits inclinés*. La Figure 1.10 représente le cas d'un réseau de Bragg à traits inclinés (à pas court) couplant le mode fondamental guidé incident vers un mode de gaine contra-propagatif.

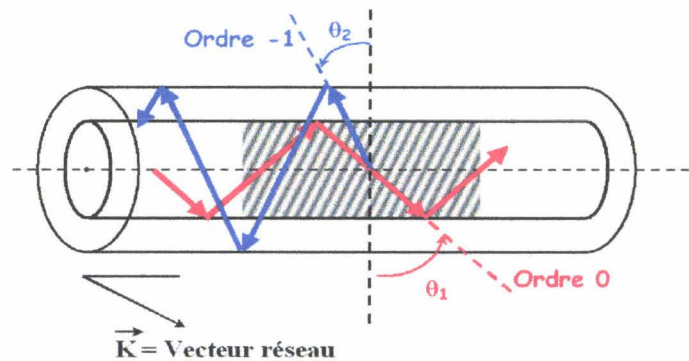


Fig. 1.10: Représentation schématique du couplage induit par un réseau de Bragg à traits inclinés et à pas court entre le mode fondamental guidé et un mode de gaine contra-propagatif.

Les caractéristiques spectrales de ce type de réseau sont plus complexes que celles des autres réseaux présentés jusqu'ici, essentiellement du fait de la rupture de symétrie introduite par l'inclinaison des traits de la modulation d'indice. Nous les expliquons et détaillons, tant sur un plan théorique qu'expérimental, dans les parties II et III de ce manuscrit.

A titre illustratif, nous donnons la réponse spectrale en transmission d'un réseau de Bragg à traits inclinés placé dans l'air (cf. Figure 1.11) et dans un

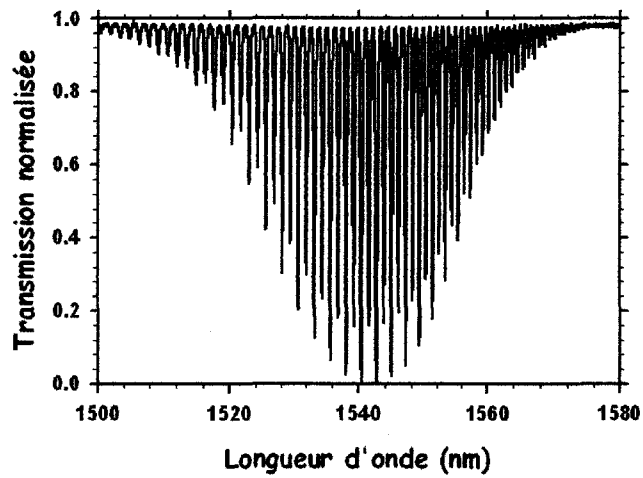


Fig. 1.11: Réponse spectrale en transmission d'un réseau de Bragg à traits inclinés placé dans l'air. L'inclinaison des traits dans le coeur vaut 11° .

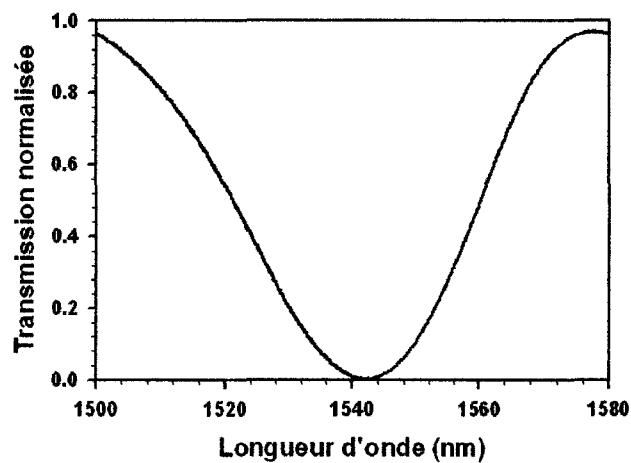


Fig. 1.12: Réponse spectrale en transmission d'un réseau de Bragg à traits inclinés placé dans un milieu adaptateur d'indice ($n_{ext}=1,46$ à 1550 nm). L'inclinaison des traits dans le coeur vaut 11° .

milieu adaptateur d'indice (cf. Figure 1.12). Ce réseau a été photoinscrit, dans une fibre optique monomode à saut d'indice, à l'aide d'un laser continu (244 nm) et d'un interféromètre à miroir de Lloyd. L'angle d'inclinaison des traits dans le coeur de la fibre (angle entre les traits et la normale à l'axe de la fibre) est de 11 degrés. Les pics présents sur le spectre de la Figure 1.11 correspondent à des résonances entre le mode fondamental guidé et des modes de gaine contre-propagatifs.

1.4.3 Exploitation de la biréfringence photoinduite

Plusieurs études ont montré que des effets de biréfringence accompagnaient la photoinscription des réseaux de Bragg dans les fibres optiques [122] [121] [10]. Dans le cas d'une inscription transverse avec un faisceau UV, deux causes principales à l'apparition de cette biréfringence peuvent être retenues. Elles sont intimement liées au procédé de photoinscription.

La première fait intervenir la direction de polarisation du faisceau UV par rapport à la section transverse de la fibre insolée. Ainsi, T. Erdogan et V. Mizrahi [39] ont montré que la biréfringence photoinduite est beaucoup plus importante lorsque le faisceau UV utilisé pour l'inscription est polarisé parallèlement à la section de la fibre (polarisation s). Elle diminue au contraire fortement (d'un facteur six), mais subsiste, lorsque la direction de polarisation est p. L'origine de cette différence de comportement n'est pas élucidée.

La seconde origine de la biréfringence photoinduite provient de l'asymétrie de l'élévation d'indice photoinduite sur une section transverse de la fibre. En effet, le faisceau d'irradiation est absorbé lors de sa propagation dans la zone photosensible de la fibre. De ce fait, la valeur du changement d'indice photoinduit décroît avec la distance de pénétration du faisceau UV dans une section transverse donnée. Ceci a été confirmé par les travaux de A. Vengsarkar *et al.* [159] où sont présentées des mesures de profils d'indices de sections transverses de fibres optiques photosensibles irradiées latéralement par un faisceau UV ainsi que des observations à l'aide d'un microscope à force atomique.

Dans un réseau de Bragg, cette biréfringence photoinduite se traduit par un dédoublement des résonances spectrales. En effet, sous l'effet de la biréfringence

photoinduite, le mode fondamental guidé, par exemple, va se décomposer en deux modes linéairement polarisés, caractérisés par des constantes de propagation légèrement différentes : il y a une levée de la dégénérescence en polarisation. Cette différence d'indice effectif entre les deux modes se traduit, au niveau du réseau de Bragg, par des longueurs d'onde de résonance différentes. Ce phénomène peut être mis à profit pour la réalisation de polariseurs fibrés sélectifs en longueur d'onde [85] [119] [32].

Chapitre 2

Le réseau de Bragg uniforme comme transducteur

Dans le chapitre précédent, nous avons décrit les principales classes de réseaux de Bragg fibrés. Ici, nous nous consacrons aux réseaux de Bragg uniformes à pas court utilisés comme transducteurs en instrumentation à fibres optiques.

En introduction, nous nous attachons à présenter les propriétés et paramètres généraux permettant de caractériser tout transducteur, et plus particulièrement ceux à réseaux de Bragg. Nous définissons et mettons ainsi en évidence l'importance métrologique des notions de fiabilité tant sur le plan optique que mécanique pour de tels composants. Ces deux notions sont ensuite discutées plus avant dans un second paragraphe. Nous y abordons les problèmes de la stabilité des caractéristiques spectrales des réseaux de Bragg, de l'introduction de pertes d'insertion lors de la fabrication du réseau de Bragg et de sa tenue mécanique. Enfin, dans un troisième temps, nous décrivons l'influence sur la longueur d'onde de Bragg des principaux mesurands physiques accessibles à la métrologie à réseaux de Bragg.

2.1 Introduction

2.1.1 Quelques propriétés générales d'un transducteur

Pour pouvoir être considéré comme satisfaisant d'un point de vue métrologique, un transducteur doit satisfaire à plusieurs critères. Il est tout d'abord

indispensable que sa réponse évolue de façon **réversible** avec le paramètre physique faisant l'objet de la mesure, ou mesurande. Ainsi, la réponse du transducteur doit être exempte de phénomènes d'hystérésis ou de dérives, ou en tout cas ces phénomènes doivent être négligeables. Il est également avantageux, mais ce n'est bien sûr pas toujours le cas, que l'information soit encodée de façon **absolue** : ceci évite d'avoir à suivre en continu l'évolution de la réponse du transducteur et évite le recours à des phases de recalibrage.

Un autre point crucial concerne la sensibilité du transducteur à des paramètres autres que le mesurande : on parle alors de **sensibilité croisée**. Si le transducteur présente une sensibilité croisée à un ou plusieurs autres paramètres, il est indispensable de le conditionner de façon à l'isoler de ces paramètres, ou bien de mettre en oeuvre des techniques de correction ou de compensation adéquates. Dans le cas contraire, les erreurs de mesure engendrées par cette sensibilité croisée peuvent se révéler rédhibitoires pour une utilisation pratique du transducteur.

Le transducteur doit également perturber le moins possible le milieu qui est analysé par rapport à la grandeur d'intérêt (ex : fuite de chaleur par le corps d'une thermistance). La connaissance de l'influence du transducteur sur le mesurande correspond aux notions de **finesse**, ou encore d'**intrusivité**. Cette notion dépend non seulement des caractéristiques du transducteur mais aussi de celles du milieu. L'intrusivité d'un transducteur ne peut donc s'estimer qu'au cas par cas, en fonction des conditions effectives d'utilisation.

Il est également indispensable de connaître précisément la **rapidité** du transducteur, de façon à estimer les possibilités de mesure en régime dynamique. Quantitativement, la rapidité est estimée par le **temps de réponse**, à savoir l'intervalle de temps qui s'écoule après une variation brusque du mesurande (échelon) jusqu'à ce que la variation de la sortie du transducteur ne diffère plus de sa valeur finale que d'une quantité conventionnellement fixée.

D'autres caractéristiques concernent de façon plus spécifique les transducteurs à fibres optiques. Le premier point crucial est l'insensibilité de la réponse du transducteur aux problèmes de fluctuations de puissance de la source optique d'interrogation, de pertes le long des lignes optiques de liaison (courbures) et de dérives des caractéristiques de composants opto-électroniques (vieillessement). Si

l'information en sortie du transducteur dépend du flux lumineux d'interrogation, il s'avère alors indispensable de pouvoir recourir à des techniques de normalisation (par exemple en utilisant une voie de référence pour l'énergie lumineuse). Un second point concerne la possibilité de fonctionnement en transmission ou en réflexion. Disposer des deux possibilités peut simplifier considérablement l'utilisation du transducteur *sur le terrain*.

Enfin, dans tous les cas, le transducteur doit permettre d'atteindre des performances métrologiques satisfaisantes, par exemple en terme de résolution, de dynamique de mesure et de durée de vie. Il doit également répondre à des critères d'ordre économique tels que son coût.

2.1.2 Cas du réseau de Bragg uniforme

Propriétés communes avec les Capteurs à Fibres Optiques

Intrinsèquement, le réseau de Bragg uniforme satisfait à un certain nombre des critères mis en exergue précédemment et justifiant, en termes métrologiques, son utilisation en tant que transducteur. Il présente ainsi la plupart des avantages relatifs aux transducteurs intrinsèques¹ à fibres optiques [48]. Son encombrement millimétrique (la longueur d'un transducteur à réseau de Bragg dépasse rarement le centimètre) allié aux faibles dimensions de la fibre optique dans laquelle il a été réalisé lui confère une faible intrusivité tout en autorisant la réalisation de mesures quasi-ponctuelles. Les réseaux de Bragg sont également insensibles aux perturbations électromagnétiques, en tout cas en tant que transducteur primaire d'une chaîne de mesure. Pratiquement, le temps de réponse n'est pris en compte que dans le cas de mesures de température où l'on peut montrer qu'il est de l'ordre, ou inférieur, à la milliseconde [150]. Pour les autres mesurandes, la bande passante est essentiellement limitée par le reste de la chaîne de mesure et d'acquisition. Par ailleurs, les réseaux de Bragg permettent de conserver les capacités

¹Rappelons que dans les Capteurs à Fibres Optiques intrinsèques, ce sont directement une ou plusieurs propriétés optiques de la fibre ou de la propagation qui sont modifiées. Pour les capteurs extrinsèques, la fibre optique ne sert qu'au transport de l'énergie lumineuse depuis le système d'analyse jusqu'au transducteur, et réciproquement. La fibre optique est alors complètement passive vis-à-vis des phénomènes physiques que l'on cherche à caractériser.

de déport de l'instrumentation par rapport à la zone de transduction, ce qui est un avantage certain dans le cadre de mesures en environnements hostiles (hautes températures, très fortes pressions, radiations, corrosion ...).

Propriétés spécifiques

La grande spécificité de la métrologie à réseaux de Bragg réside dans l'encodage spectral de l'information (par le biais de la mesure du décalage spectral de la résonance de Bragg). L'information permettant la mesure est donc intrinsèquement indépendante de tous les problèmes de fluctuations de puissance optique et de pertes accidentelles mentionnées précédemment. Ce codage spectral permet en outre d'envisager des solutions de multiplexage en longueurs d'onde de plusieurs transducteurs sur une même ligne de mesure. Enfin, la longueur d'onde de Bragg est directement sensible à trois paramètres physiques : la température, les déformations (allongements relatifs) et la pression (hydrostatique ou non) [97]. De nombreux autres paramètres physiques sont accessibles, *via* l'utilisation d'un corps d'épreuve approprié.

Du fait de la sensibilité de la longueur d'onde de Bragg aux trois paramètres que sont la température, l'allongement et la pression, l'utilisation d'un réseau de Bragg pour la mesure de l'une de ces grandeurs passe nécessairement par une prise en compte de la sensibilité croisée aux deux autres paramètres. Le cas le plus typique est celui du couple température et déformations. Une mesure précise ne peut être obtenue qu'en utilisant des techniques de compensation ou de correction vis-à-vis du paramètre perturbateur. Ainsi, dans le cas des mesures de déformations, de nombreuses techniques ont été proposées et mises en oeuvre pour que la mesure ne dépende pas de la température. Elles reposent sur trois principes : une compensation passive de la température, une mesure différentielle ou l'obtention de deux équations permettant d'obtenir les deux inconnues que sont la température et la contrainte [138][67][142][166].

Notions de fiabilités optique et mécanique

Cependant, deux critères fondamentaux pour juger de la pertinence de l'utilisation des transducteurs à réseaux de Bragg en métrologie sont leur fiabilité tant

optique que mécanique.

La notion de fiabilité optique correspond en fait à la stabilité du motif photo-inscrit et donc, au final, à la stabilité des caractéristiques spectrales du réseau de Bragg. Ainsi, pour pouvoir assurer la réversibilité totale des mesures (absence d'hystérésis ou de dérives) quelle que soit la durée des mesures, il est indispensable que la longueur d'onde de Bragg, en dehors de toute sollicitation, demeure stable.

Le terme de fiabilité optique recouvre aussi la notion de durée de vie du transducteur. La durée de vie d'un réseau de Bragg peut être définie comme correspondant au minimum de réflectivité au-dessous duquel le rapport signal à bruit devient trop faible pour assurer une mesure représentative, avec une précision et un temps de réponse donnés. Par conséquent, cette durée de vie dépend également des pertes d'insertion introduites par le réseau de Bragg. En effet, plus les pertes optiques incohérentes dans la fenêtre spectrale d'analyse sont importantes et plus le rapport signal à bruit diminue.

Enfin, pour certaines applications faisant intervenir les caractéristiques opto-mécaniques des réseaux de Bragg, comme les mesures d'allongements, l'autre point d'importance est la notion de fiabilité mécanique, ce qui passe par l'étude de la résistance mécanique des fibres comportant un réseau de Bragg. Pour les applications d'extensométrie, l'objectif important est alors de cerner le compromis existant entre la gamme d'allongements envisageable et la durée de vie pour une tenue en fatigue statique déterminée et dans un environnement donné.

Dans la section ci-après, nous présentons tout d'abord brièvement les méthodes permettant d'analyser le comportement à long terme des caractéristiques spectrales des réseaux de Bragg (longueur d'onde de résonance, réflectivité) ainsi que l'influence des conditions d'inscription des réseaux sur ces deux paramètres. Puis, nous abordons le problème du photochromisme induit lors de l'inscription. Nous montrons comment l'étude du photochromisme induit lors de l'inscription de réseaux de Bragg apporte des informations sur les zones spectrales favorables pour l'inscription de transducteurs à réseaux de Bragg mais renseigne aussi sur les aspects liés à la stabilité de la réponse spectrale. Enfin, nous résumons les principales conclusions auxquelles sont arrivées les équipes de recherche ayant

travaillé sur la résistance mécanique d'une fibre optique comportant un réseau de Bragg photoinscrit.

2.2 Influence irréversible de divers paramètres sur les caractéristiques d'un réseau de Bragg

2.2.1 Stabilité des caractéristiques spectrales (réflectivité et longueur d'onde)

Les caractéristiques spectrales d'un réseau de Bragg, à savoir essentiellement sa réflectivité (ou son amplitude de modulation d'indice) et sa longueur d'onde de résonance (ou sa variation d'indice moyen), ne sont pas nécessairement stables : elles peuvent évoluer dans le temps. Le vieillissement d'un réseau de Bragg s'accompagne le plus souvent d'une chute de sa réflectivité initiale (d'une baisse de son amplitude de modulation), et d'une décroissance de sa longueur d'onde de Bragg. L'évolution au cours du temps des caractéristiques spectrales d'un réseau de Bragg est activée par élévation de la température de la fibre optique [112][30][40].

Pour des applications métrologiques, le vieillissement des caractéristiques du transducteur est doublement pénalisant. Tout d'abord, dans le cadre d'applications relatives à de l'instrumentation de surveillance à long terme, la décroissance de la longueur d'onde de Bragg du fait du vieillissement entache la mesure d'une dérive et d'incertitudes non négligeables. Ensuite, le vieillissement étant activé thermiquement, le même problème se pose dans le cadre de mesures thermiques. En outre, si les températures à mesurer sont élevées (plusieurs centaines de degrés, par exemple) on peut être confronté à un effacement partiel, voire total, du motif photoinscrit et donc à une chute importante de la réflectivité. Ceci est fortement pénalisant en terme de rapport signal à bruit, même si la mesure spectrale est indépendante du niveau du signal détecté.

Ces différentes remarques soulignent l'importance que revêt, en métrologie à réseaux de Bragg, l'étude du vieillissement accéléré (par activation thermique) des futurs transducteurs. Elle permet non seulement de prédire et de prendre en

compte les effets du vieillissement du composant, mais aussi de déterminer les types de fibres optiques et les conditions d'inscription qui optimisent la stabilité des caractéristiques spectrales des réseaux de Bragg. Nous verrons qu'elle offre également un moyen simple de stabiliser, sur le long terme, leurs caractéristiques spectrales (passivation) [40].

Ces dernières années, de nombreuses études expérimentales ont été menées sur l'évolution de la réflectivité des réseaux de Bragg avec le temps et en fonction de la température appliquée. Elles ont conduit à proposer plusieurs modèles prédictifs de la durée de vie des composants à réseaux de Bragg.

Ainsi, en 1994, T. Erdogan *et al.* [40] ont étudié le vieillissement de réseaux de Bragg inscrits dans des fibres optiques non hydrogénées et dopées en germanium et en erbium. Ces auteurs ont proposé une loi d'évolution empirique de la constante de couplage normalisée η en fonction de la durée t de chauffage et de la température T :

$$\begin{aligned} \eta(t, T) &= \frac{ICC(t, T)}{ICC(0, T)} = \frac{1}{1 + A(T) \left(\frac{t}{t_1}\right)^{\alpha(T)}} \\ ICC(t, T) &= \tanh^{-1}(R(t, T)) \end{aligned} \quad (2.1)$$

avec $R(t, T)$ la réflectivité du réseau de Bragg au temps t et à la température T , t_1 un temps égal à 1 minute. A et α sont les paramètres ajustables de cette loi en puissance. Ils vérifient des relations de la forme :

$$\begin{cases} A(T) = A_0 e^{aT} \\ \alpha(T) = \frac{T}{T_0} \end{cases} \quad (2.2)$$

On détermine expérimentalement les valeurs numériques de A_0 , a et T_0 par la réalisation de chauffages isothermes de réseaux de Bragg à plusieurs températures. Dès lors que A_0 , a et T_0 sont connus, on peut calculer A et α pour une température T donnée et prédire l'évolution de η en fonction du temps pour cette température T .

T. Erdogan justifie la loi en puissance (2.1) à l'aide d'un modèle basé sur l'approche suivante. T. Erdogan suppose que l'insolation UV d'une fibre photosensible a pour conséquence un remplissage uniforme de pièges électroniques selon

une distribution continue de leur énergie d'activation en forme de cloche centrée autour d'une valeur $\Delta E = -k_B T_0 \ln(A_0)$, k_B étant la constante de Boltzmann. Le vieillissement du réseau à une température T fixée est associé à la cinétique de dépeuplement de cette distribution de pièges. Les électrons piégés dans les niveaux de plus basse énergie d'activation sont les plus instables et quittent les premiers leurs sites de piégeage. T. Erdogan fait également l'hypothèse que les pièges se dépeuplent selon la loi suivante :

$$\begin{cases} f(E, t) = f_0(E) e^{-\nu(E)t} \\ \nu(E) = \nu_0 e^{-\frac{E}{k_B T}} \end{cases} \quad (2.3)$$

où $f(E, t)$ désigne le taux d'occupation moyen des pièges de profondeur E après une durée de chauffage t à la température T ; $f_0(E)$ représente le taux moyen d'occupation des pièges de profondeur E avant excitation thermique; ν_0 correspond à une fréquence. Cette loi conduit à une séparation franche entre les pièges peuplés et ceux dépeuplés. La séparation, à un instant t et une température T , entre les sites peuplés et dépeuplés correspond à une énergie de démarcation E_d donnée par une relation du type :

$$E_d(T, t) = k_B T \ln(\nu_0 t) \quad (2.4)$$

Les pièges caractérisés par une énergie d'activation inférieure à E_d sont dépeuplés, les autres ($E < E_d$) restant peuplés. En utilisant la loi en puissance (2.1), on peut au final donner l'expression de η en fonction de l'énergie de démarcation :

$$\eta(T, t) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_d(T, t) - \Delta E}{k_B T_0}\right)} \quad (2.5)$$

La loi en puissance proposée par T. Erdogan semble bien adaptée pour rendre compte de l'évolution de la réflectivité des composants photoinscrits dans des fibres optiques germano-silicates non hydrogénées. Cependant, cette loi n'est pas valide de façon générale. Ainsi, en 1996, S. Kannan *et al.* ont montré que la loi en puissance n'exprimait pas correctement le vieillissement de réseaux de Bragg

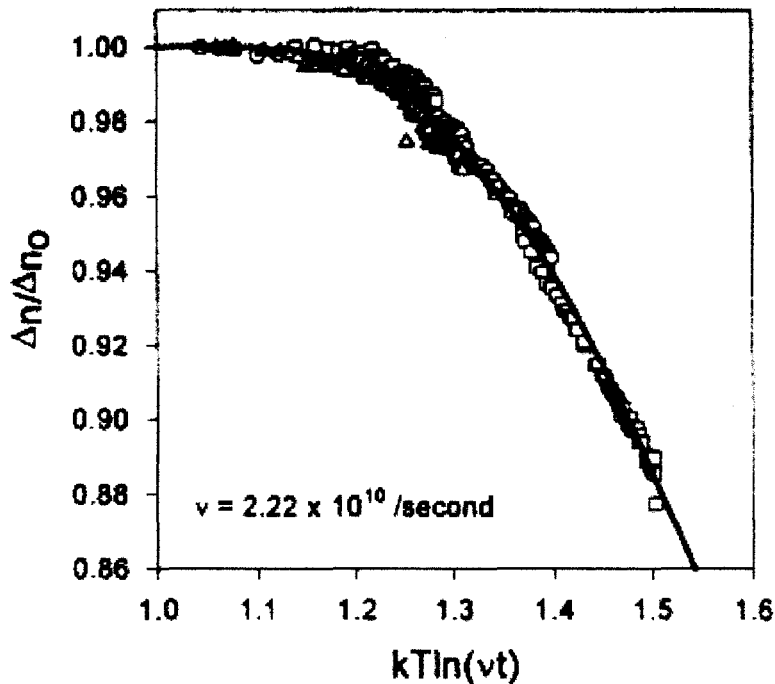


Fig. 2.1: Courbe maître de vieillissement pour un réseau de Bragg saturé inscrit dans une fibre optique hydrogénée (d'après Kannan *et al.* [70])

photoinscrits dans des fibres optiques hydrogénées [70]. L'approche généralement retenue pour prédire l'évolution de η en fonction de la température T et du temps de chauffage t à cette température repose désormais sur l'utilisation d'une courbe *maître* de vieillissement [39][70]. La courbe *maître* de vieillissement se détermine à partir des courbes isothermes décrivant l'évolution du paramètre η en fonction de la durée de chauffage. Elle s'obtient en regroupant les différentes courbes isothermes en une courbe unique représentant η en fonction de l'énergie de démarcation E_d définie par la relation (2.4) (cf. Figure 2.1). On parvient à ce regroupement en optimisant la valeur du paramètre ν_0 [70]. Cette méthode permet de s'affranchir de la forme de la distribution des pièges.

La connaissance de la courbe *maître* permet de déterminer la courbe donnant l'évolution du paramètre η , et donc de la réflectivité, d'un réseau de Bragg placé pendant un temps t à une température T . Supposons que l'on souhaite disposer d'un réseau de Bragg transducteur dont la réflectivité varie de moins de $x\%$

pendant une durée Δt à une température T_1 . L'utilisation de la courbe isotherme T_1 permet de déterminer quel temps t_1 il faut attendre pour que la réflectivité du réseau évolue de moins de $x\%$ sur l'intervalle de temps $t_1 + \Delta t$ (toujours à la température T_1). Si le temps d'attente t_1 est trop important, il est possible de placer le réseau de Bragg à une température T_2 ($T_2 > T_1$) pendant une durée t_2 ($t_2 < t_1$). L'utilisation de la courbe maître pour déterminer la courbe isotherme T_2 permet de choisir le temps de chauffage t_2 de façon à ce que la réflectivité du réseau soit la même que pour le couple de paramètres (t_1, T_1) .

Récemment, Salik *et al.* [136] ont proposé une alternative à la technique de recuit à haute température pour stabiliser l'évolution temporelle des caractéristiques spectrales de réseaux de Bragg. Ils ont démontré, dans le cas de fibres optiques germano-silicates non-hydrogénées, la possibilité de remplacer l'opération de recuit par une insolation uniforme du réseau en lumière ultra-violette. Les études ont été conduites avec des longueurs d'ondes d'insolation de 334 nm et 244 nm. Cette insolation uniforme peut être réalisée avant, pendant ou après l'inscription du réseau de Bragg. Les auteurs ont montré que la stabilité thermique de la réflectivité du réseau de Bragg était accrue quand le temps d'insolation uniforme était augmenté. L'effet d'une pré-insolation est de remplir les sites de piégeage correspondant aux valeurs d'énergie d'activation les plus basses. L'inscription du réseau de Bragg utilise alors les sites présentant les barrières énergétiques les plus élevées, et qui sont donc les plus stables. Cependant, Q. Wang *et al.* [163] [59] ont montré qu'en contrepartie la stabilité de la longueur d'onde de Bragg est inférieure à celle obtenue par un recuit thermique du composant. Toutefois, le décalage spectral provoqué par le vieillissement d'un tel réseau ne dépasse pas 20 pm sur 25 ans à une température de $80^\circ C$.

2.2.2 Pertes en ligne

L'inscription de réseaux de Bragg dans les fibres optiques s'accompagne non seulement d'une modification de l'indice de réfraction du coeur de la fibre mais aussi d'une modification de sa transmission. L'insolation d'une fibre optique par un rayonnement ultra-violet se traduit par l'apparition de bandes de pertes. L'étude du photochromisme dans les régions de l'ultra-violet, du visible et de

l'infra-rouge constitue un moyen efficace d'étude des mécanismes de la photosensibilité. En effet, l'interprétation des excès de pertes, par déconvolution selon des fonctions de type gaussiennes associées à des centres de défauts identifiés, permet de relier les évolutions des populations des centres de défauts aux conditions d'insolation [87].

Ces excès de pertes peuvent s'avérer particulièrement gênants lorsqu'ils sont localisés dans des fenêtres spectrales utilisées pour la transmission des signaux destinés à l'interrogation de transducteurs à réseaux de Bragg. Ces pertes additionnelles, s'ajoutant aux pertes le long des lignes de liaison (connecteurs, coupleurs, commutateurs ...) et aux pertes le long de la ligne de mesure (courbures ...), pénalisent la qualité de la mesure en l'entachant d'incertitudes liées à la diminution du rapport signal à bruit. Une connaissance *a priori* de la localisation des bandes de pertes induites lors des insolutions UV permet de sélectionner des fenêtres spectrales optimales pour l'interrogation des transducteurs à réseaux de Bragg.

La fenêtre spectrale d'intérêt pour la métrologie à réseaux de Bragg se situe typiquement dans le domaine $0,8 \mu\text{m}$ - $1,6 \mu\text{m}$. Le niveau des pertes générées dans cette fenêtre spectrale va dépendre essentiellement du type de fibre optique utilisée (type de co-dopants) et de la mise en oeuvre ou non de procédures d'augmentation de la photosensibilité telle que l'hydrogénation à froid de fibres optiques germano-silicates.

Ainsi, dans des fibres optiques germano-silicates non-hydrogénées, une insolation par un faisceau en lumière ultra-violette va se traduire par des excès de pertes de l'ordre du centième de dB/cm (fibre avec 6%mol de GeO_2) et dont la répartition spectrale se présente sous la forme d'un fond continu [87].

Concernant les fibres optiques germano-silicates ayant subi une hydrogénation à froid, l'excès de pertes provoqué par une insolation UV se présente sous la forme d'une structure de bandes avec un maximum de pertes situé vers $1,4 \mu\text{m}$ et qui est de l'ordre de quelques dixièmes de dB/cm [87]. Il convient de noter par ailleurs que plus la longueur d'onde d'insolation est basse et plus le photochromisme induit est important [87]. En fait, la structure de bandes des excès de pertes induits autour de $1,4 \mu\text{m}$ lors de l'insolation de fibres optiques hydrogénées peut être

attribuée aux espèces chimiques SiOH (bande à $1,39 \mu\text{m}$) et GeOH ($1,41 \mu\text{m}$). Une solution possible, mais plus coûteuse, consiste à augmenter la photosensibilité de la fibre optique germano-silicate en la plaçant dans une atmosphère non plus d'hydrogène mais de deutérium à froid : dans ce cas, on ne retrouve plus d'excès de pertes dans la bande $1,3 \mu\text{m}$ - $1,5 \mu\text{m}$ [71]. L'augmentation de la photosensibilité des fibres optiques peut aussi se faire *via* l'ajout de certains dopants lors de la fabrication. On réalise ainsi des fibres optiques co-dopées Bore-Germanium. Dans ce cas précis, le désavantage est l'introduction de pertes supplémentaires dans la bande $1,5 \mu\text{m}$.

Un autre point d'importance expliqué par des études sur le photochromisme induit lors de l'inscription de réseaux de Bragg concerne la stabilité de la réflectivité de ces composants. Ainsi, les réseaux de Bragg photoinscrits dans des fibres optiques germano-silicates hydrogénées sont moins stables que des réseaux de Bragg photoinscrits dans des fibres optiques germano-silicates non-hydrogénées [123][53]. La moins bonne stabilité obtenue dans le cas de fibres optiques hydrogénées s'explique par l'action de molécules d'eau présentes dans la fibre optique et qui vont annihiler des centres de défauts (GeE') contribuant à la variation d'indice photoinduite [22].

2.2.3 Fiabilité mécanique

La résistance mécanique d'une fibre optique diminue également dans le temps par vieillissement. Certains paramètres peuvent accélérer ce processus, comme l'humidité, la température ou le pH. La réduction de la résistance mécanique des fibres optiques s'explique par la propagation de fissures dans la matrice de verre. La modélisation de ce phénomène permet, en particulier, d'estimer une durée de vie pour des composants à fibre optique dans un environnement donné [108][157][101] [102].

Les durées de vie les plus importantes sont obtenues avec des fibres optiques regainées à l'aide de revêtements de type polyimide. Ceux-ci présentent en outre comme avantages de présenter une bonne stabilité thermique, une résistance aux agents chimiques, à l'irradiation et aux déformations mécaniques. Ils constituent à l'heure actuelle les meilleurs revêtements pour les transducteurs à réseaux de

Bragg.

Idéalement, un réseau de Bragg photoinscrit dans une fibre optique doit présenter une résistance mécanique similaire à celle d'une fibre optique vierge qui présente un état de surface contenant peu de défauts. Cependant, ceci est rarement le cas en pratique : les réseaux que l'on peut obtenir commercialement présentent des résistances mécaniques bien moindres que celle de la fibre optique originale. Cette dégradation de la résistance mécanique trouve son origine dans les différentes étapes de fabrication d'un réseau de Bragg : le dégainage, la photoinscription (insolation UV) et, enfin, le regainage avec un revêtement protecteur (polyimide ou acrylate).

La méthode la plus simple de dégainage consiste à retirer le revêtement de façon mécanique. Cependant, cette solution s'avère la plus dommageable en terme de tenue mécanique. Une méthode permettant de conserver la résistance mécanique initiale de la fibre optique consiste à réaliser le dégainage chimiquement (acide sulfurique à chaud) [95]. Dans ce cas, il faut être attentif à ne pas laisser de résidus chimiques, en particulier aux extrémités des zones dégainées : dans le cas contraire, on observe une baisse de la résistance mécanique après regainage. Une solution avantageuse pour résoudre les difficultés posées par cette phase de dégainage consiste à inscrire le réseau de Bragg directement lors du fibrage [6] [55] ou bien à travers le revêtement protecteur de la fibre optique. Dans ce cas, on peut utiliser des revêtements particuliers transparents aux longueurs d'onde d'insolation standard (244 nm) [42][43] ou bien, au contraire, conserver les revêtements classiques et inscrire à des longueurs d'onde plus élevées, au-delà de 300 nm [143][144]. La fibre optique n'étant jamais exposée à l'environnement, on réduit considérablement les risques de dégradation de la résistance mécanique.

L'étape de photoinscription est également à l'origine d'une diminution de la résistance mécanique du composant. Ainsi, la résistance des réseaux photoinscrits avec des lasers impulsionsnels s'altère à mesure que la fluence par impulsion augmente [95]. Il semble également qu'une inscription à 248 nm engendre une dégradation mécanique supérieure à celle engendrée par une inscription à 193 nm [47].

2.3 Le réseau de Bragg passivé comme transducteur

2.3.1 Technique de passivation d'un réseau de Bragg

Dans la section précédente, nous avons montré comment l'utilisation d'une courbe *maître* de vieillissement permet de prédire l'évolution temporelle de la réflectivité d'un réseau de Bragg en fonction de la température appliquée. En utilisant une telle courbe isotherme (température T_1), on est ainsi capable de déterminer quel temps t_1 il faut attendre pour que la réflectivité d'un réseau de Bragg évolue de moins de $x\%$ pendant une durée Δt donnée à la température T_1 . En outre, on dispose d'équivalences temps/température. Ainsi, si le temps t_1 précédent est trop important, l'utilisation d'une isotherme T_2 , avec $T_2 > T_1$, permet d'accélérer le vieillissement du réseau. En effectuant un recuit du réseau de Bragg à la température T_2 , on atteint plus rapidement les caractéristiques du réseau lui assurant une variation de réflectivité de moins de $x\%$ pendant une durée Δt à la température T_1 .

En conclusion, l'étape préalable à l'utilisation d'un réseau de Bragg comme transducteur consiste à s'affranchir des problèmes liés au vieillissement en effectuant un recuit thermique du composant après inscription, en accord avec les conditions d'utilisation envisagées : on dit que le réseau de Bragg a été *passivé*.

2.3.2 Sensibilité à la température

Toute modification ΔT de la température d'un réseau de Bragg passivé se traduit par un décalage de sa longueur d'onde de résonance de Bragg λ_B . Ce phénomène résulte principalement de deux causes. On trouve tout d'abord l'effet classique de dilatation (ou contraction) qui engendre une modification de la période Λ du réseau (contribution du guide d'onde). La deuxième origine de ce décalage provient de la dépendance de l'indice de réfraction du matériau avec la température (contribution du matériau par effet thermo-optique). En effet, tout changement d'indice de réfraction du matériau entraîne une modification de l'indice effectif n_{eff} du mode de propagation et par conséquent de λ_B . Partant de la relation de Bragg, la variation de longueur d'onde de Bragg $\Delta\lambda_B$ qui résulte de

ces deux phénomènes se traduit par la relation suivante :

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\Delta T} = \lambda_B \left[\frac{1}{n_{eff}} \frac{dn_{eff}}{dT} + \frac{1}{\Lambda} \frac{d\Lambda}{dT} \right] \quad (2.6)$$

En première approximation, on peut remplacer l'indice effectif du mode de propagation par l'indice de réfraction du matériau considéré, à savoir ici celui du coeur de la fibre optique, n_c . On aboutit alors à la relation suivante :

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\Delta T} \simeq \lambda_B \left[\frac{1}{n_c} \frac{dn_c}{dT} + \frac{1}{\Lambda} \frac{d\Lambda}{dT} \right] \quad (2.7)$$

Le premier terme entre crochets correspond à la contribution du matériau au décalage spectral : il fait intervenir le coefficient thermo-optique $\frac{dn_c}{dT}$ du matériau constituant le coeur de la fibre optique. La contribution du guide d'onde (le second terme entre crochet) fait intervenir le coefficient de dilatation thermique $\frac{1}{\Lambda} \frac{d\Lambda}{dT} = \frac{1}{L} \frac{dL}{dT}$ où L représente la longueur du réseau de Bragg.

Numériquement, les coefficients thermo-optique et de dilatation thermique de la silice prennent approximativement les valeurs suivantes [21][137] :

$$\begin{cases} \frac{dn_c}{dT} \simeq 1 \times 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1} \\ \frac{1}{L} \frac{dL}{dT} \simeq 5 \times 10^{-7} \end{cases} \quad (2.8)$$

Le coefficient thermo-optique est de plus d'un ordre de grandeur supérieur au coefficient de dilatation thermique : c'est donc lui qui va contribuer principalement au décalage de la raie de Bragg sous l'effet d'une variation de température. En prenant n_c égal à 1,46, on arrive à la relation numérique suivante :

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\Delta T} \simeq 7,3 \times 10^{-6} \times \lambda_B \quad (2.9)$$

La sensibilité de la longueur d'onde de Bragg à la température dépend donc de la fenêtre spectrale de travail. Ainsi, pour des longueurs d'onde de 1300 nm et de 1550 nm, on obtient les valeurs suivantes pour le coefficient de sensibilité à la température :

$$\begin{cases} \frac{\Delta\lambda_B}{\Delta T}(1300 \text{ nm}) \simeq 9,6 \text{ pm}/^\circ\text{C} \\ \frac{\Delta\lambda_B}{\Delta T}(1550 \text{ nm}) \simeq 11,3 \text{ pm}/^\circ\text{C} \end{cases} \quad (2.10)$$

En fait, ces valeurs de sensibilité ne sont pas valables sur n'importe quelle plage de température. En effet, plusieurs études ont montré que le décalage de la longueur d'onde de Bragg avec la température n'est linéaire que sur une plage allant jusqu'à environ 300°C [112][149]. Si on veut travailler jusqu'à des températures beaucoup plus élevées, par exemple jusqu'à 800°C , il devient nécessaire d'utiliser une courbe de calibration linéaire par morceaux [112] (voire d'utiliser une régression polynomiale d'ordre deux [149]). En linéarisant par morceaux, G. Meltz et W. W. Morey ont ainsi trouvé un coefficient de sensibilité de $8,2 \times 10^{-6} \text{ pm}/^\circ\text{C}$ de 0°C à 300°C , puis de $11,2 \times 10^{-6} \text{ pm}/^\circ\text{C}$ entre 300°C et 700°C [112] (la longueur d'onde moyenne est égale à 1560 nm). Ces différences de sensibilité selon les plages de température proviennent essentiellement de l'évolution du coefficient thermo-optique de la silice dopée avec la température [148].

Il convient de noter que ce coefficient dépend également de la composition chimique de la fibre optique utilisée, à savoir surtout du type et de la concentration des dopants présents dans son cœur.

2.3.3 Sensibilité aux contraintes axiales

Les contraintes sont aussi susceptibles de modifier la longueur d'onde de Bragg d'un réseau. On considère ici le cas simple d'un réseau de Bragg subissant une contrainte axiale $\Delta\epsilon = \frac{\Delta L}{L}$, où L représente la longueur de fibre optique étirée. En reprenant la démarche du paragraphe précédent, on montre que la variation de la longueur d'onde de Bragg d'un réseau passivé avec la contrainte axiale ϵ est donnée par la relation suivante :

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\Delta\epsilon} = \lambda_B \times \left[\frac{1}{n_c} \frac{dn_c}{d\epsilon} + \frac{1}{L} \frac{dL}{d\epsilon} \right] \quad (2.11)$$

Or, $\frac{1}{L} \frac{dL}{d\epsilon} = 1$, donc :

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\Delta\epsilon} = \lambda_B \times \left[1 + \frac{1}{n_c} \frac{dn_c}{d\epsilon} \right] \quad (2.12)$$

Le paramètre $\frac{1}{n_c} \frac{dn_c}{d\varepsilon}$ correspond au coefficient photoélastique p_e du coeur de la fibre optique. Ce coefficient s'exprime en fonction de l'indice de réfraction du coeur de la fibre optique n_c , des coefficients élasto-optiques p_{11} et p_{12} et du coefficient de Poisson ν du matériau constituant la fibre. Dans la suite, nous prenons pour valeurs numériques de ces différents coefficients celles associées à la silice ($p_{11} \simeq 0,113$, $p_{12} \simeq 0,252$ et $\nu \simeq 0,17$).

$$\begin{cases} p_e = \frac{n_c^2}{2} \times [p_{12} - \nu (p_{11} + p_{12})] \\ p_e = \frac{1}{n_c} \frac{dn_c}{d\varepsilon} \simeq \frac{1}{n_{silice}} \frac{dn_{silice}}{d\varepsilon} \simeq -0,22 \end{cases} \quad (2.13)$$

Par conséquent, le décalage de la longueur d'onde de Bragg sous l'effet d'une contrainte axiale est donné par la relation numérique suivante :

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\Delta\varepsilon} \simeq 0,78 \times \lambda_B \quad (2.14)$$

A titre illustratif, nous donnons la valeur du coefficient de sensibilité du décalage spectral sous l'effet d'une contrainte axiale pour les deux longueurs d'onde 1300 nm et 1500 nm :

$$\begin{cases} \frac{\Delta\lambda_B}{\Delta\varepsilon} (1300 \text{ nm}) \simeq 1,01 \text{ pm}/\mu\varepsilon \\ \frac{\Delta\lambda_B}{\Delta\varepsilon} (1500 \text{ nm}) \simeq 1,17 \text{ pm}/\mu\varepsilon \end{cases} \quad (2.15)$$

2.3.4 Autres mesurandes

Les réseaux de Bragg peuvent servir de transducteurs vis-à-vis de nombreux autres paramètres physiques. En plus des mesures de contraintes axiales, on peut les utiliser pour effectuer des mesures de variation de pression hydrostatique [105] ou encore des mesures de contraintes exercées radialement par rapport à la fibre optique [162][86]. En associant judicieusement trois réseaux de Bragg, il est également possible d'effectuer non plus seulement une mesure de contrainte uniaxiale mais une mesure selon trois axes : on utilise alors une rosette à réseaux de Bragg [103].

Enfin, un réseau de Bragg peut être utilisé au sein d'un capteur composite : il n'est pas sensible directement au mesurande physique recherché mais à l'effet de

celui-ci sur un dispositif intermédiaire, le corps d'épreuve [5]. Le corps d'épreuve est le dispositif qui va assurer une première transduction du mesurande en une autre grandeur non-électrique qui va alors constituer le mesurande secondaire. C'est à la mesure de ce second mesurande (température, contrainte ...) que vont être utilisées les propriétés de transduction du réseau de Bragg. Ont ainsi été proposés des capteurs composites où l'utilisation d'un matériau intermédiaire permet d'augmenter la sensibilité du réseau de Bragg dans le cadre d'une mesure de pression hydrostatique [60]. Regagner un réseau de Bragg avec un métal permet également d'effectuer des mesures de courant électrique. Le principe consiste alors à faire circuler un courant à travers un fin film métallique déposé autour du réseau de Bragg. Toute variation du courant qui passe à travers ce film va se traduire par une variation de la température du réseau, qui est, elle, directement mesurable par l'intermédiaire de la variation de la longueur d'onde de Bragg [19].

Chapitre 3

Les systèmes de mesure à réseaux de Bragg

Comme nous l'avons expliqué précédemment, le principe des capteurs à réseaux de Bragg fibrés repose sur la mesure du décalage de la longueur d'onde du signal réfléchi (longueur d'onde de Bragg) sous l'action d'un paramètre physique à mesurer (température, déformations, pression, par exemple). Ainsi, les réseaux de Bragg peuvent servir comme transducteurs, à condition de mettre en oeuvre des techniques appropriées pour mesurer les variations de la longueur d'onde de Bragg. Les techniques qui ont été développées à l'heure actuelle se regroupent en trois grandes catégories [79][130][97][52].

Une première approche consiste à convertir la variation de la longueur d'onde de résonance en une simple variation d'intensité. Cette conversion se fait par l'intermédiaire d'un filtre présentant une fonction de transfert dépendant de la longueur d'onde. De façon avantageuse, cette dépendance est linéaire. L'utilisation d'une voie de référence permet de référencer le signal mesuré par rapport à la source optique illuminant le réseau de Bragg : on s'affranchit ainsi des fluctuations de puissance.

D'autres techniques exploitent pleinement l'encodage spectral de la mesure au niveau de la raie de Bragg. On réalise, à l'aide de différents systèmes (passifs ou actifs), l'acquisition du spectre du signal réfléchi, ou transmis, par le capteur puis, à l'aide d'algorithmes plus ou moins sophistiqués de traitement du signal, on détermine le décalage de la longueur d'onde de Bragg. Il s'agit d'une technique

de démodulation par balayage spectral.

Enfin, la mesure de la variation de la longueur d'onde de Bragg peut s'effectuer selon des méthodes interférométriques : on convertit le décalage spectral en une variation de phase optique entre deux faisceaux interférant. L'analyse de la figure d'interférences, en fait la mesure du déphasage induit, permet, au final, de remonter au mesurande physique recherché.

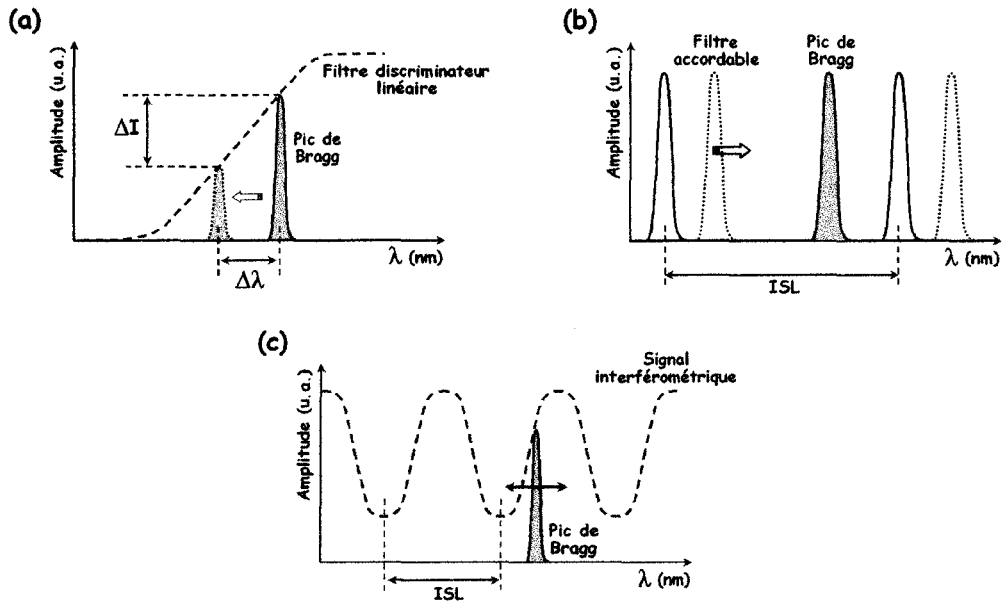


Fig. 3.1: Schémas de principe des trois principales techniques d'interrogation de capteurs à réseaux de Bragg : a) méthode par discrimination linéaire; b) méthode par balayage spectral et c) méthode interférométrique de démodulation.

Avant de présenter plus en détail ces différents systèmes de mesure à réseaux de Bragg, nous allons revenir dans un premier temps sur les paramètres caractéristiques permettant d'évaluer les performances de tels systèmes de démodulation.

3.1 Introduction

Afin de pouvoir choisir objectivement le système de mesure adapté à une application donnée, il est indispensable de disposer d'un ensemble précis et complet de spécifications techniques et de caractéristiques métrologiques. Dans les

paragraphes qui suivent, nous donnons une liste des critères requis pour une évaluation quantitative des performances d'un système de mesure donné [5], et particulièrement pour le cas des systèmes de mesure à réseaux de Bragg [97].

3.1.1 Caractéristiques métrologiques d'un système de mesure

Le premier paramètre caractéristique est probablement la fonction de transfert statique de la chaîne de mesure. Elle relie le mesurande au signal de sortie, généralement électrique. Cette courbe peut être obtenue théoriquement, à partir d'un modèle, ou bien expérimentalement, par application en entrée de la chaîne de mesure de mesurandes dont les valeurs sont calibrées. Dans ce dernier cas, on aboutit à la courbe de calibrage par interpolation des points de mesure obtenus, par exemple selon une méthode de moindres carrés. La situation la plus simple est d'arriver à une courbe de calibrage linéaire. A partir de cette courbe, on peut définir un certain nombre de notions complémentaires.

Tout d'abord, on va définir la sensibilité en régime statique. Celle-ci dépend du point de fonctionnement (sauf dans le cas d'une réponse linéaire). Elle est définie, en un point de fonctionnement donné de la caractéristique, comme le rapport entre l'incrément de sortie et l'incrément d'entrée qui le provoque. Elle correspond donc à la pente de la caractéristique en ce point de fonctionnement. La sensibilité va déterminer en partie la résolution des mesures, à savoir la valeur minimale de l'incrément d'entrée provoquant une variation mesurable de la grandeur de sortie.

En plus de la sensibilité vis-à-vis du mesurande qui nous intéresse, un système de mesure, et donc sa fonction de transfert, peut réagir sous l'action d'autres paramètres physiques. On parle alors de sensibilité croisée, source d'erreur sur la mesure. L'estimation indispensable de cette erreur passe par l'évaluation de la sensibilité du système pour chacun de ces paramètres (que l'on a au préalable identifiés). Si les sensibilités croisées sont trop importantes et difficiles à minimiser, il devient nécessaire de mettre en oeuvre des techniques de compensation (mesures différentielles, par exemple).

Une autre source d'erreur est liée à une modification des caractéristiques de

la fonction de transfert au cours du temps : on parle alors de dérive, qui se manifeste par l'apparition d'offset et/ou par une modification de la sensibilité (ou de la linéarité, dans le cas d'une caractéristique linéaire). On peut également être confronté à des problèmes d'hystérésis : la courbe de calibrage présente alors un effet mémoire. Ces différentes sources d'erreurs peuvent être regroupées en deux catégories : les erreurs systématiques et les erreurs accidentelles.

Les erreurs systématiques sont soit constantes, soit à variations lentes par rapport à la durée de mesure : elles induisent un décalage constant entre la valeur mesurée et la valeur vraie. Cette catégorie recouvre, par exemple, les erreurs sur la fonction de transfert de la chaîne de mesure dues à des phénomènes de dérive, de vieillissement et d'altération. Elles peuvent aussi correspondre à des erreurs liées à un mauvais emploi ou conditionnement du capteur : c'est par exemple le cas si on effectue la mesure alors que le capteur n'a pas encore atteint son régime de fonctionnement permanent ou si le capteur modifie lui-même la valeur du mesurande.

D'un autre côté, les erreurs accidentelles correspondent aux erreurs de résolution, d'hystérésis, de quantification (d'un convertisseur analogique-numérique) et aux erreurs liées à la présence d'un bruit de fond parasite.

La sensibilité croisée à des paramètres autres que le mesurande induit soit une erreur systématique si les mesures se font en des temps beaucoup plus courts que le temps caractéristique des variations de ces paramètres, soit accidentelle dans le cas contraire.

Les erreurs accidentelles entraînent une dispersion des résultats lors de mesures répétées. Une analyse statistique de cette dispersion permet de définir puis de quantifier les notions de fidélité et de précision.

Considérons la mesure d'une même valeur répétée N fois. On obtient alors un ensemble de valeurs m_1, m_2, \dots, m_N . A partir de cet ensemble de valeurs, on définit une valeur moyenne \bar{m} et une indication de la dispersion par l'écart-type σ :

$$\begin{cases} \bar{m} = \frac{\sum_{i=1}^N m_i}{N} \\ \sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (m_i - \bar{m})^2}{N-1}} \end{cases} \quad (3.1)$$

Lorsque les erreurs accidentelles sont indépendantes, la probabilité d'apparition des différents résultats est donnée habituellement par une loi normale, ou loi gaussienne (d'autres types de lois existent : exponentielle, Poisson, binomiale, Weibull ...). Dans le cas d'une loi normale, la probabilité d'apparition d'un résultat dans les limites $\bar{m} \pm \sigma$, $\bar{m} \pm 2\sigma$, $\bar{m} \pm 3\sigma$ sont respectivement de 68%, 95% et 99,7% environ.

Un appareil de mesure dont les erreurs accidentelles sont faibles présente une faible dispersion de ses résultats de mesure : il est alors qualifié de *fidèle*. L'erreur de fidélité est donnée par l'intervalle regroupant 95% des valeurs mesurées. Elle correspond à la répétabilité de la mesure. Si les erreurs systématiques sont réduites, l'appareil est qualifié de *juste*. Enfin, la précision qualifie l'aptitude de l'instrument de mesure à fournir des résultats proches de la valeur vraie du mesurande : un instrument précis est alors à la fois juste et fidèle.

3.1.2 Cas d'un système de mesure à réseaux de Bragg

Les systèmes de mesure à réseaux de Bragg vont se différencier à partir de plusieurs critères qui vont fixer leur niveau de performance et leur compétitivité (entre eux mais surtout par rapport aux techniques de mesure conventionnelles, optiques ou électriques).

Il est tout d'abord crucial d'être capable de mesurer le décalage induit de la raie de Bragg avec une résolution de l'ordre de quelques picomètres et ce sur une étendue de plusieurs nanomètres. Le rapport entre l'étendue de mesure et la résolution doit donc évoluer dans un rapport de $10^3 : 1$ à $10^5 : 1$. La résolution va être en général limitée non seulement par la technique de mesure du décalage spectral (spectroscopique, interférométrique, ...) mais aussi par la technique de traitement du signal associée, point rarement abordé.

Le transducteur à réseau de Bragg lui-même va influencer sur l'étendue de mesure et la résolution. Ces deux points ont été traités en détail dans la chapitre précédent et ne seront pas détaillés plus avant ici. Rappelons tout de même que, dans le cadre des mesures de température, l'étendue de mesure est limitée à la fois par la dégradation des caractéristiques spectrales du réseau à haute température mais aussi par la non-linéarité de l'évolution du décalage spectral de la

résonance avec la température [112] (pour des étendues de mesure de plusieurs centaines de degrés) qui nécessite un calibrage plus poussé (linéarisation par morceaux ou régression polynômiale à l'ordre deux [149]). Dans le cas des mesures de déformations, la limitation provient directement de la résistance mécanique de la fibre en traction : typiquement la limite commerciale se trouve entre 1% et 2% d'allongement relatif de la fibre contenant le réseau sous contraintes. Quant à la résolution, elle est en partie fixée par la sensibilité du décalage spectral vis-à-vis du mesurande : $10 \text{ pm}/^{\circ}\text{C}$ pour les mesures de température et $1 \text{ pm}/\mu\epsilon$ dans le cas de mesures de déformations.

En outre, du choix de la méthode d'interrogation dépendent les capacités de multiplexage (à savoir le nombre de réseaux de Bragg que l'on peut interroger par unité de temps), les capacités de mesure en régime dynamique (cadence d'acquisition pour un transducteur) et aussi le coût global du système qui peut, au final, être le critère déterminant de compétitivité (et donc de choix de la part de l'utilisateur).

Plusieurs techniques de démodulation de la réponse des transducteurs à réseaux de Bragg ont été proposées. Dans les paragraphes qui suivent, nous présentons le principe général de chacune mais aussi, au travers de leurs performances métrologiques, comment elles optimisent, ou favorisent, l'un ou l'autre de ces différents paramètres (non nécessairement indépendantes les unes des autres).

3.2 Démodulation par discrimination linéaire

3.2.1 Schéma de principe

Ce procédé est fondé sur l'utilisation d'un filtre optique discriminateur dont la dépendance en longueur d'onde permet de convertir toute variation de la longueur de résonance d'un réseau de Bragg transducteur en une variation d'intensité. Le schéma de principe d'un tel système est donné Figure 3.2. Le flux lumineux fourni par une source large bande est injecté dans une fibre optique et passe par un premier coupleur 50×50 directement relié à un réseau de Bragg transducteur. La partie du spectre réfléchi par le réseau repasse par ce même coupleur et est envoyée sur un second coupleur 50×50 pour être divisée en deux signaux. L'un d'eux

parvient directement à un premier photodétecteur tandis que l'autre traverse un filtre spectral discriminateur avant d'être détecté à son tour par un second photodétecteur. La réponse spectrale du filtre est utilisée, de façon préférentielle, sur une partie linéaire de l'un de ses fronts. La normalisation de la mesure, *via* la division du signal filtré par le signal non filtré de la première voie, permet de minimiser l'effet des fluctuations de puissance parasites. Cette normalisation est d'une importance cruciale pour des mesures en environnement industriel.

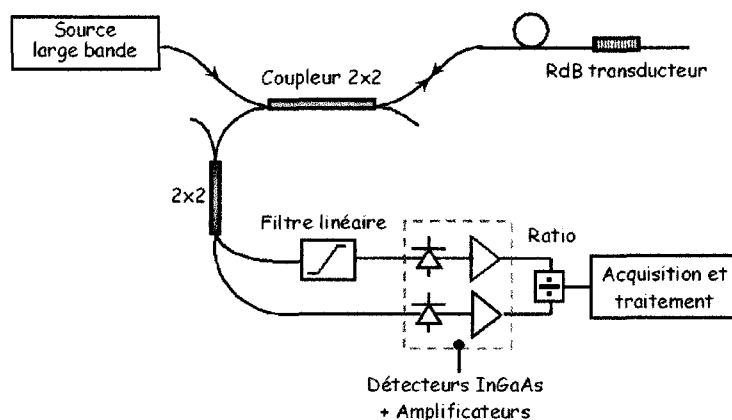


Fig. 3.2: Schéma de principe d'un système de démodulation par filtrage de la réponse d'un réseau de Bragg transducteur.

Tous les systèmes de mesure existants et utilisant ce principe de filtrage se distinguent non pas véritablement au niveau de leur architecture mais plutôt par le composant réalisant l'opération de filtrage. En effet, c'est en grande partie lui qui fixe les performances du système en terme de résolution mais aussi en terme de dynamique de mesure. Une étude plus poussée d'un tel dispositif sera conduite dans la quatrième partie de ce manuscrit. Toutefois, nous allons nous attacher dès à présent à décrire les principales solutions techniques qui ont pu être proposées dans la littérature pour réaliser un tel composant de filtrage.

3.2.2 Les principaux types de filtres discriminateurs linéaires

La première mention d'un tel système appliqué à l'analyse de transducteurs à réseaux de Bragg date de 1991 au travers d'un brevet déposé par S. M. Melle *et*

al. [109] et portant sur le système de la Figure 3.2. Ces chercheurs en effectuèrent une démonstration de principe en intercalant un filtre infra-rouge en verre massif coloré entre l'extrémité de fibre et le photodétecteur [110] [111]. Ce filtre présentait un front à peu près linéaire sur une plage spectrale s'étendant de 815 nm à 838 nm. Il a permis de démoduler la réponse d'un réseau de Bragg transducteur soumis à des déformation axiales sur une plage de 11000 $\mu\epsilon$ avec une erreur de linéarité de 375 $\mu\epsilon$. Cette forte erreur de linéarité s'explique essentiellement par une linéarité insuffisante du filtre discriminateur mais aussi par l'utilisation de réseaux de Bragg photoinscrits dans une fibre optique à maintien de polarisation. En effet, dans ce cas, le réseau de Bragg présente un dédoublement de sa résonance spectrale : pour le filtre, tout se passe comme s'il existait une longueur d'onde moyenne dont la localisation dépend de celle de chaque résonance mais aussi de leurs amplitudes relatives. Ces dernières peuvent changer si la répartition spectrale de la source évolue et si la répartition de puissance sur chaque axe de polarisation évolue du fait de biréfringences parasites d'origine extrinsèques (toutes les fibres optiques de liaison n'étant pas à maintien de polarisation).

Dans une autre étude, L. A. Ferreira et J. L. Santos proposent d'utiliser directement le flanc du spectre d'émission de la source optique large bande utilisée pour analyser un réseau de Bragg transducteur [51]. Ils mettent à profit la pureté du profil spectral de la source optique dont ils disposent. Celle-ci présente en effet un spectre d'émission caractérisée par la quasi absence de surmodulation (*ripple*). En outre, son flanc présente une zone spectrale linéaire suffisamment étendue autour de son point d'inflexion pour autoriser le filtrage. Si une courbe montrant l'évolution du rapport des deux voies avec la température est donnée, aucune valeur chiffrée ne permet de connaître la non-linéarité du filtrage.

Le principal avantage de cette approche réside dans l'utilisation d'un même composant optique comme source et comme filtre. De plus, les auteurs modifient le schéma de principe en n'utilisant qu'un seul coupleur : ceci simplifie quelque peu le système mais nous allons voir que ce schéma n'est pas exempt de limitations.

Le premier inconvénient d'une telle technique, il provient de la source elle-même : toute modification de ses caractéristiques d'émission va perturber la mesure. Il faut ainsi s'assurer que des réflexions parasites (entre autre le pic de Bragg

réfléchi) ne vont pas affecter son spectre d'émission, et donc fausser la mesure. De même, il n'est pas possible de modifier la puissance de la source sans opérer un recalibrage complet car ceci modifie la valeur de la pente de la zone linéaire. En cours de mesure, on ne peut donc ni augmenter la puissance afin d'optimiser le rapport signal à bruit, ni baisser la puissance en cas de saturation au niveau des circuits électroniques d'acquisition. De même, il faut être capable de prévenir toute dérive spectrale de la source sous peine de sortir, en partie ou en totalité, de la plage spectrale exploitable pour le filtrage. Par ailleurs, à long terme, on est confronté également au problème du vieillissement de la source. Enfin, un dernier point critique provient de l'utilisation d'un coupleur unique : ceci empêche de s'affranchir des fluctuations de puissance ayant pour origine des pertes au niveau de la ligne comportant le réseau de Bragg.

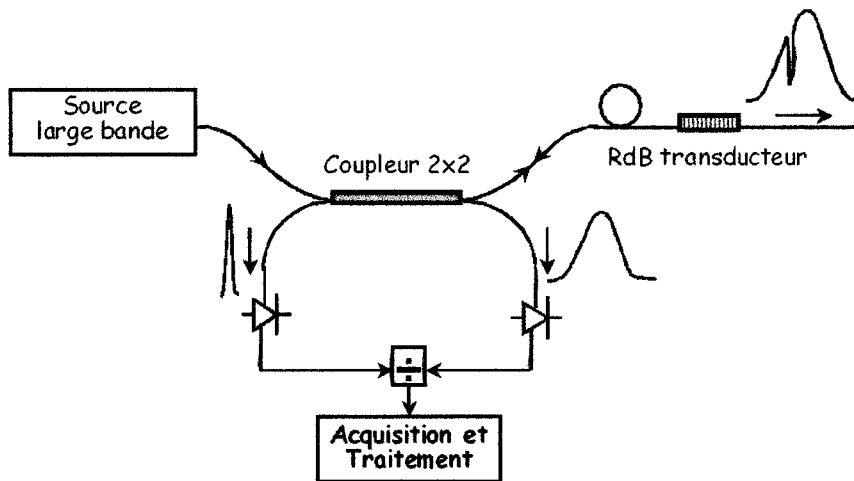


Fig. 3.3: Schéma de principe du montage proposé par Ferreira *et al.* utilisant le flanc d'une source large bande comme fonction de filtrage spectral.

En 1996, V. Bhatia propose, dans son mémoire de thèse, d'utiliser comme composant de filtrage un réseau de Bragg à pas long [14]. Chaque bande de résonance associée à un tel composant est relativement large (largeur à mi-hauteur de l'ordre de plusieurs nanomètres) et chacun de ses flancs peut être mis à profit pour réaliser un filtre discriminateur linéaire. Il démontre l'utilisation d'un tel composant pour la mesure de déformations axiales sur une plage de $5000 \mu\epsilon$ environ mais lui non plus ne donne pas d'informations chiffrées sur l'erreur de

linéarité. Les courbes expérimentales fournies permettent toutefois de l'estimer à plusieurs dizaines de $\mu\epsilon$.

Contrairement à la méthode précédente, celle-ci permet de s'affranchir totalement des caractéristiques de la source optique utilisée. Il est également possible d'adapter la dynamique et la sensibilité des mesures en jouant sur les paramètres d'inscription du réseau (périodicité, fibre optique utilisée, longueur et amplitude de modulation d'indice photoinduite). Parmi les inconvénients de ce composant de filtrage, on peut citer l'obligation de le conditionner pour s'affranchir des fluctuations thermiques et d'indice de réfraction du milieu environnant. En effet, les réseaux de Bragg à pas long peuvent présenter une sensibilité importante de la localisation des différentes résonances spectrales vis-à-vis de la température (jusqu'à environ $150 \text{ pm}/^\circ\text{C}$) [16] [15] mais aussi vis-à-vis de l'indice de réfraction extérieur (qui modifie en outre l'amplitude de la résonance) [124].

En lieu et place d'un réseau de Bragg à pas long, Y. Liu *et al.* proposent d'utiliser des réseaux de Bragg à pas variable et à traits inclinés pour synthétiser un filtre présentant une réponse en transmission variant linéairement avec la longueur d'onde [96]. Nous avons vu qu'un réseau de Bragg à traits inclinés placé dans un milieu adaptateur d'indice présente un spectre en transmission avec une bande de pertes parfaitement lisse (cf. I-1.4.2). En réalisant des réseaux à pas variable et à traits inclinés, il est possible de supprimer les résonances présentes sur le spectre en transmission d'un réseau de Bragg uniforme à traits inclinés placé dans l'air : il n'est alors plus nécessaire de le conditionner dans un milieu adaptateur d'indice. Cependant aucune étude expérimentale n'a été conduite à ce jour pour étayer le principe de ce composant comme outil de filtrage.

Cette méthode semble très souple pour synthétiser un filtre discriminateur linéaire avec une grande liberté sur la valeur de l'étendue de mesure : il suffit de cascader judicieusement un nombre approprié de réseaux de Bragg à pas variable et à traits inclinés. Toutefois, il est difficile de respecter un gabarit très strict, essentiellement au niveau de la linéarité, même si l'on dispose d'outils de modélisation appropriés.

Enfin, d'autres solutions utilisent non plus des filtres en optique massive ou des filtres à réseaux de Bragg mais des dépôts diélectriques en bout de fibre optique,

des coupleurs spécifiques [4] [169] [26] ou des fibres optiques biconiques [133]. Ces composants présentent une évolution quasi-linéaire sur certaines plages spectrales. Ces solutions permettent d'atteindre des performances tout à fait satisfaisantes : quelques picomètres d'erreur de linéarité en régime statique pour des dynamiques potentielles de plusieurs nanomètres.

3.2.3 Solutions de multiplexage

L'architecture de base d'un système de démodulation par filtrage linéaire ne permet d'interroger qu'un seul capteur par ligne de mesure. Bien entendu, en utilisant un commutateur pour fibres optiques, un même dispositif d'interrogation permet d'analyser plusieurs réseaux de Bragg, mais uniquement de façon séquentielle. Deux approches peuvent permettre d'accroître les capacités de multiplexage par ligne, au prix cependant d'une complexité accrue et d'un coût plus élevé.

La première consiste à diviser la zone de linéarité du filtre en plusieurs fenêtres, chacune étant attribuée à un réseau de Bragg de transduction donné (cf. Figure 3.4). L'analyse par discrimination linéaire ne tenant pas compte de la séparation spectrale des transducteurs, il est nécessaire d'isoler une fenêtre d'analyse donnée par rapport aux signaux optiques présents sur les canaux adjacents. Pour cela, on peut, par exemple, utiliser des réseaux de Bragg spécifiques ou des dépôts diélectriques en bout de fibre (voire directement sur la fenêtre du photodétecteur).

Une seconde solution permet de conserver l'architecture de base du système de démodulation par filtrage linéaire mais nécessite de rendre plus complexe la partie électronique. Elle consiste à utiliser un multiplexage par modulation de fréquences en ondes continues (méthode FMCW pour *Frequency Modulated Continuous Wave*, en anglais) [20] [48]. Cette technique consiste à moduler la source en amplitude à une fréquence f qui varie en dents de scie [23] [24].

Considérons une ligne de mesure comportant plusieurs réseaux de Bragg. A un instant donné, le signal optique réfléchi par le réseau de Bragg et reçu par le photodétecteur sera modulé en amplitude à une certaine fréquence. Une électronique de réception combine, à un instant donné, le signal réfléchi par le réseau

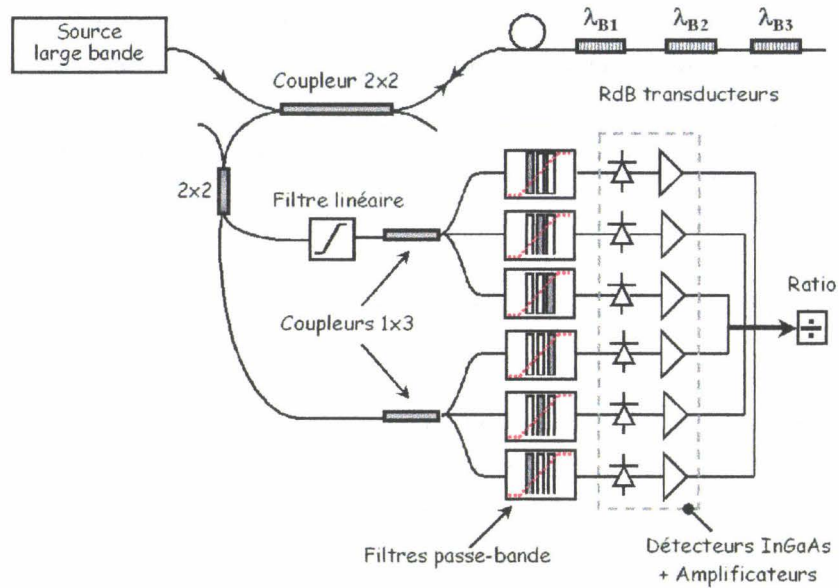


Fig. 3.4: Exemple de solution architecturale pour multiplexer plusieurs réseaux de Bragg transducteurs sur une même ligne de mesure avec interrogation selon un procédé de filtrage linéaire.

de Bragg et un signal de référence provenant directement de la source. La fréquence de modulation en amplitude du signal émis par la source évoluant selon une rampe, les deux signaux précédents ont des fréquences de modulation différentes à cause de la différence τ entre les temps de parcours des trajets référence et mesure. Le mélange des deux signaux produit alors un battement à une fréquence f_b . Chaque réseau de Bragg va correspondre à des durées τ différentes et donc à des fréquences de battement différentes (cf. Figure 3.5). Pour obtenir le signal correspondant à un réseau donné, il suffit d'utiliser un filtrage fréquentiel autour de la fréquence de battement associée.

3.3 Techniques interférométriques

3.3.1 Schéma de principe

L'utilisation d'une méthode interférométrique de démodulation permet d'envisager une très grande sensibilité et une très grande résolution de mesure. Le

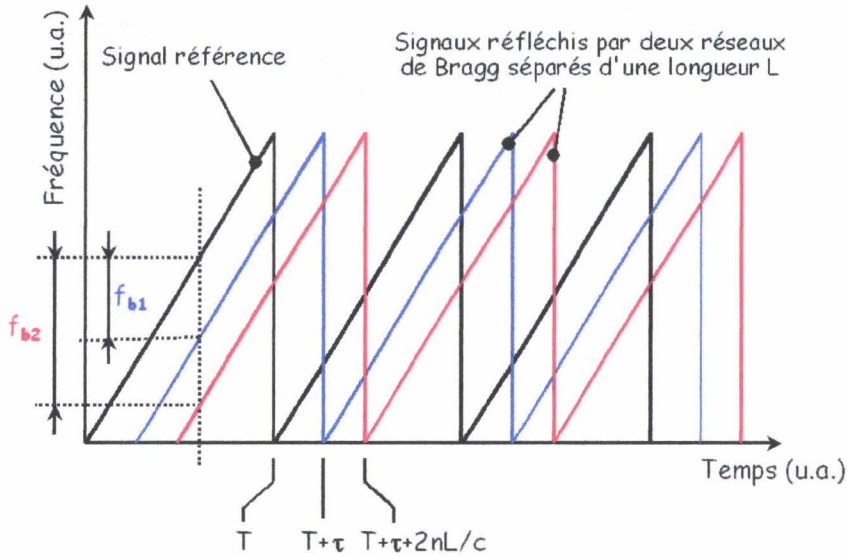


Fig. 3.5: Evolution temporelle de la fréquence de modulation en amplitude de l'onde correspondant au signal de référence et des ondes réfléchies par deux réseaux de Bragg de mesure situés sur une même ligne et séparés d'une distance L .

schéma de principe d'un tel système, basé sur un interféromètre de type Mach-Zehnder fibré, est présenté Figure 3.6. Le montage se compose d'une source large bande, d'un transducteur à réseau de Bragg, d'un interféromètre de Mach-Zehnder fibré et d'une chaîne d'acquisition et de traitement du signal. La lumière issue de la source est injectée dans une fibre optique et transmise jusqu'au transducteur. La bande spectrale renvoyée par le réseau de Bragg est dirigée, par l'intermédiaire d'un coupleur, sur la voie d'entrée de l'interféromètre en configuration déséquilibrée. Un dernier coupleur permet de recombinaison des signaux optiques se propageant sur chaque bras de l'interféromètre et de les faire interférer.

Le signal de sortie de l'interféromètre est donné par la relation suivante :

$$\begin{cases} I(\lambda_{Bragg}) = A \{1 + k \times \cos [\Phi(\lambda_{Bragg}) + \Phi_0]\} \\ \Phi(\lambda_{Bragg}) = \frac{2\pi n d}{\lambda_{Bragg}} \end{cases} \quad (3.2)$$

où A est une constante liée à l'intensité du signal d'entrée et aux pertes, d est la différence de longueur géométrique entre les deux bras de l'interféromètre, n est l'indice effectif de l'onde qui se propage dans la fibre optique, λ_{Bragg} la longueur

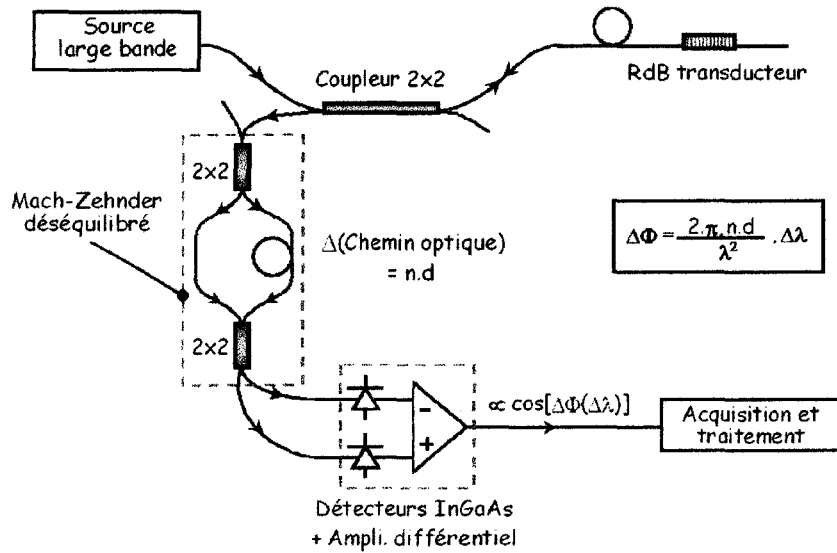


Fig. 3.6: Schéma de principe d'un système de démodulation de la réponse d'un transducteur à réseau de Bragg utilisant un interféromètre de Mach-Zehnder.

d'onde du signal réfléchi par le réseau de Bragg et Φ_0 un déphasage constant (qui peut varier en fait lentement avec le temps).

Toute modification de la longueur d'onde de Bragg sous l'action d'un mesurande se traduit par un déphasage donné par la relation suivante :

$$\Delta\Phi(\lambda_{Bragg}) = -\frac{2\pi n d}{\lambda_{Bragg}^2} \Delta\lambda_{Bragg} \quad (3.3)$$

On constate en particulier que la sensibilité de la mesure, c'est-à-dire le rapport $\frac{\Delta\Phi}{\Delta\lambda}$, est directement proportionnel à la différence de chemin optique $n d$ entre les deux bras de l'interféromètre. On pourrait penser maximiser cette sensibilité en augmentant fortement cette différence de chemin optique, par exemple en augmentant la longueur d . Cependant, il faut que le produit $n \times d$ reste inférieur à la longueur de cohérence temporelle du signal d'entrée pour que les signaux des deux bras interfèrent. Or, la longueur de cohérence L_c dans le cas d'un réseau de Bragg caractérisé par une résonance à 1550 nm et une largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda_{1/2} = 200 \text{ pm}$ vaut sensiblement :

$$L_c = \frac{\lambda_{Bragg}^2}{\Delta\lambda_{1/2}} \sim 12 \text{ mm} \quad (3.4)$$

On voit donc que la marge pour optimiser la longueur est réduite. Par ailleurs, il faut aussi tenir compte du fait qu'augmenter la valeur de la différence de chemin optique réduit la valeur de l'Intervalle Spectral Libre en terme de longueur d'onde ($\Delta\lambda_{ISL}$) de l'interféromètre, et donc la dynamique de mesure, puisque :

$$\Delta\lambda_{ISL} = \frac{\lambda_{Bragg}^2}{n d} \quad (3.5)$$

Par conséquent, la valeur de la différence de chemin optique est définie à partir d'un compromis entre d'un côté l'optimisation de la sensibilité et de l'autre l'optimisation de l'étendue de mesure et de la visibilité des franges d'interférence (pour optimiser le rapport signal à bruit).

Dans le cas d'une étude en régime dynamique, on réécrit la relation (3.3) sous la forme suivante, en faisant intervenir explicitement la relation entre le décalage de la longueur d'onde de Bragg et la variable temporelle :

$$\Delta\Phi(t) = -\frac{2\pi n d}{\lambda_{Bragg}^2} \Delta\lambda_{Bragg}(t) \quad (3.6)$$

3.3.2 Caractéristiques métrologiques

La mise en oeuvre de ce système de démodulation a été démontrée pour la première fois par A. Kersey *et al.* en 1992 [75] [76]. Ils utilisèrent un interféromètre de Mach-Zehnder tout fibré avec une différence de chemin optique valant $n \times d = 1,46 \times 10 \text{ mm}$, et un réseau de Bragg centré à 1550 nm. La sensibilité théorique est alors d'environ $0,05 \text{ rad/pm}$. Avec une résolution dynamique¹ typique de $10^{-6} \text{ rad}/\sqrt{\text{Hz}}$ pour les capteurs interférométriques, on aboutit à une résolution dynamique en terme de longueur d'onde de $0,02 \text{ fm}/\sqrt{\text{Hz}}$. Expérimentalement, les auteurs démontrèrent une résolution dynamique de $0,7 \text{ fm}/\sqrt{\text{Hz}}$ pour une

¹La résolution dynamique est définie comme la valeur de l'écart-type du bruit de mesure divisé par la racine carrée de la bande passante, et ce pour un rapport Signal à Bruit fixé.

bande passante de 1 kHz et un rapport signal à bruit de 46 dB. Par ailleurs, les valeurs expérimentales retenues pour n et d conduisent à une dynamique de mesure de l'ordre de 16 nm.

Cependant, à cause des modifications aléatoires de la constante de phase Φ_0 dans le temps (principalement à cause des fluctuations de température), ce système est limité à des mesures en régime dynamique. A. D. Kersey *et al.* ont proposé une solution pour pouvoir travailler également en régime statique et quasi-statique [77]. Elle consiste à utiliser un second réseau de Bragg servant de référence : il n'est soumis qu'aux contraintes environnementales perturbatrices. Dans ce cas, le système ne se contente pas de mesurer la phase du signal interférométrique associé au réseau transducteur mais, *via* une détection synchrone améliorant le rapport signal à bruit, la différence de phase des signaux interférométriques associés aux deux réseaux de référence et de mesure (cf. Figure 3.7). Cette mesure différentielle de la phase permet de s'affranchir de toute fluctuation aléatoire liée aux paramètres environnementaux. On arrive ainsi à une résolution dynamique expérimentale en basse fréquence de $7 \text{ fm}/\sqrt{\text{Hz}}$.

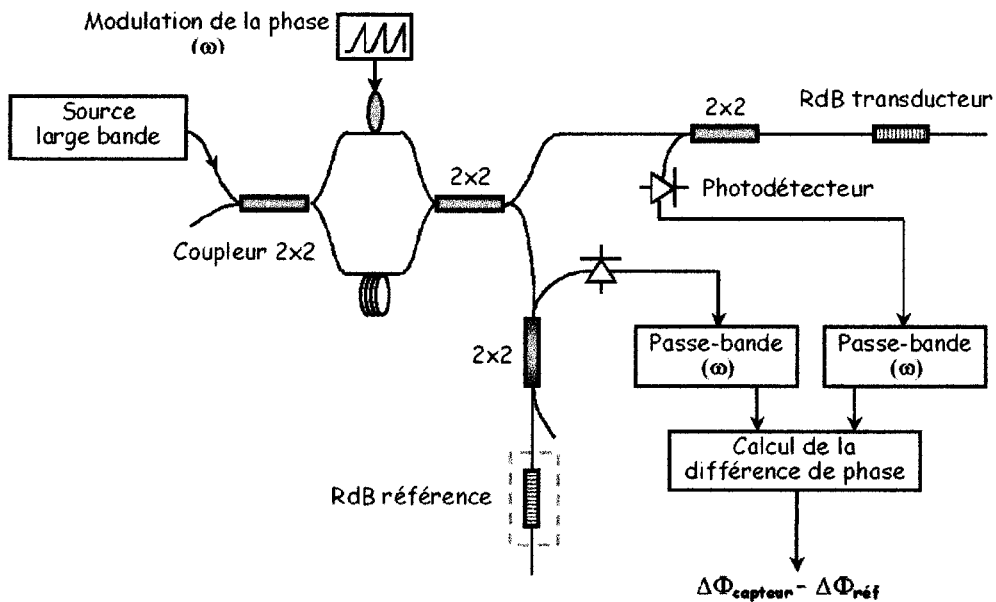


Fig. 3.7: Système de démodulation interférométrique de la réponse d'un transducteur à réseau de Bragg avec compensation des dérives de phase avec un réseau de Bragg de référence (mesure différentielle de la phase).

3.3.3 Solutions de multiplexage

Nous allons présenter deux solutions permettant de réaliser un système de démodulation interférométrique capable d'interroger plusieurs capteurs de Bragg en parallèle.

Une première solution consiste à utiliser des réseaux inscrits à des longueurs d'onde différentes. En reprenant le schéma de la Figure 3.6, on utilise autant de paires de photodétecteurs que de réseaux. Mais, en amont de chaque photodétecteur d'une paire donnée, on dispose un filtre ne laissant passer qu'une plage spectrale étroite correspondant à la fenêtre allouée au réseau correspondant (et qui fixe l'étendue de mesure). On ne récupère et traite donc que le signal correspondant à ce réseau [127] [128]. La sélection des canaux spectraux peut également être réalisée selon un schéma proposé par Kalli *et al.* où l'interféromètre de Mach-Zehnder est précédé d'une cavité type Fabry-Perot accordable [69].

Une seconde solution repose sur une technique de multiplexage temporel [75]. Les réseaux de Bragg sont séparés d'un intervalle correspondant à un temps de propagation de la lumière dans la fibre égal à $\Delta\tau$. On utilise alors une source émettant des impulsions de lumière de durée inférieure à $\Delta\tau$ avec une période temporelle supérieure au temps de propagation de la lumière entre les réseaux de Bragg les plus éloignés. Au niveau du système de réception, un générateur de retard permet d'attribuer tel signal (arrivant à un instant donné) à tel réseau.

3.4 Démodulation par balayage spectral

3.4.1 Principe

Dans les deux procédés décrits précédemment, le décalage spectral de la longueur d'onde de Bragg n'est pas mesuré directement : une étape préliminaire convertit d'abord ce décalage en une modification d'intensité d'un signal optique (technique par filtrage linéaire) ou en une modification de la différence de phase entre deux bras d'un interféromètre (technique interférométrique). La méthode de démodulation par balayage spectral consiste à réaliser directement l'acquisition d'un spectre, en transmission ou en réflexion, à l'aide soit d'une source laser monochromatique accordable spectralement, soit d'un filtre spectral également

accordable. La mesure consiste ensuite à déterminer la longueur d'onde de Bragg par des algorithmes de détection de pics puis à suivre son évolution au cours du temps. La cadence de mesure est essentiellement limitée par le temps d'acquisition d'un spectre et par le temps d'exécution de l'algorithme de suivi de pics.

3.4.2 Utilisation d'un filtre accordable (type Perot-Fabry)

Une première solution pour acquérir le spectre du réseau transducteur consiste à combiner une source spectrale large bande avec un filtre spectral de type Fabry-Perot selon le schéma de la Figure 3.8. Le signal réfléchi par le réseau de Bragg transducteur est dirigé, *via* un coupleur, vers le filtre Fabry-Perot. Celui-ci est accordable et fonctionne en mode balayage. Dans le cas de l'analyse d'un unique réseau de Bragg, le signal de commande va correspondre à un balayage sur quelques nanomètres autour de la longueur d'onde de Bragg du réseau. Le signal filtré est ensuite mesuré par un photodétecteur, amplifié, acquis et exploité par un algorithme de suivi de pics. Après la détermination du décalage de la longueur d'onde de Bragg, on remonte au mesurande recherché.

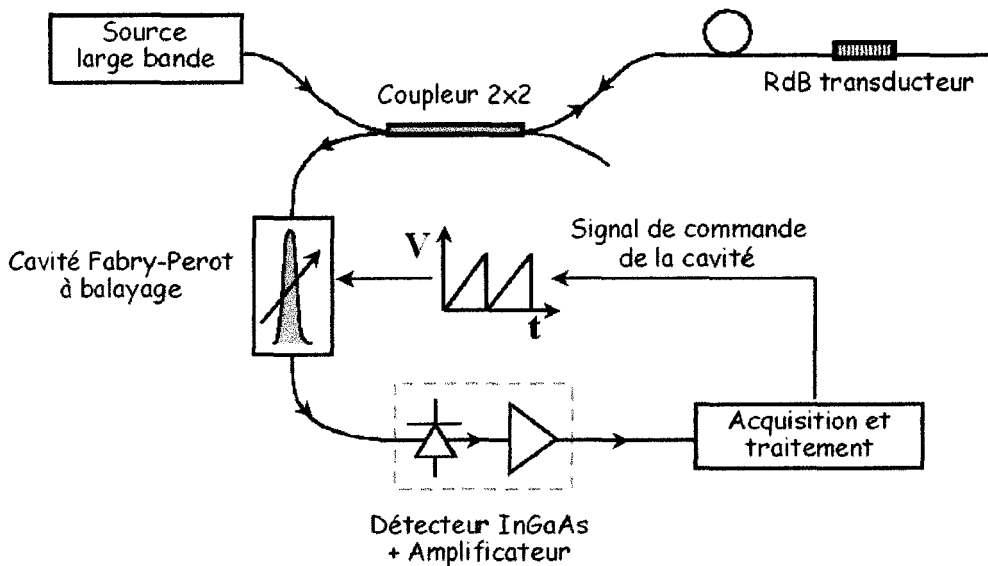


Fig. 3.8: Schéma de principe d'un système de démodulation de la réponse d'un transducteur à réseau de Bragg utilisant un filtre spectral de type Fabry-Perot.

Pour assurer de faibles pertes d'insertion et une intégration facile, l'interféromètre de Fabry-Perot est généralement réalisé selon une technologie fibrée [147] [146]. On met face à face deux fibres dont les extrémités présentent une très bonne planéité et sur lesquelles ont été réalisés des dépôts diélectriques. Ces deux extrémités de fibre constituent la cavité Fabry-Perot. Un système mécanique actionné par un matériau piézo-électrique permet d'ajuster la distance entre les deux fibres, donc la taille de la cavité : on réalise ainsi la fonction de balayage spectral (avec des fréquences ne dépassant pas 100 Hz).

Typiquement, les interféromètres de type Fabry-Perot fibrés présentent les caractéristiques suivantes. La cavité a une longueur nominale L de 20 μm . Les deux faces clivées et traitées constituant les miroirs ont des coefficients de réflexion R supérieurs à 99,9%. Le traitement diélectrique est bien entendu adapté à la plage spectrale souhaitée (avec une étendue de l'ordre de 100 nm). A partir de ces données, on peut définir plusieurs paramètres caractéristiques d'une cavité Fabry-Perot : le coefficient de finesse F , la largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda_{1/2}$ des pics de transmission (en terme de longueur d'onde), la finesse \mathcal{F} , l'incrément minimal $\delta\lambda$ que l'on peut résoudre et l'Intervalle Spectral Libre ou *ISL*. Ce dernier correspond à l'écart en longueur d'onde entre deux franges de la cavité.

$$F = \frac{4 \times R}{(1 - R)^2} \quad (3.7)$$

$$\Delta\lambda_{1/2} = 4 \times \arcsin\left(\frac{1}{\sqrt{F}}\right) \sim \frac{4}{\sqrt{F}} \quad (\text{si } F \gg 1) \quad (3.8)$$

$$\mathcal{F} = \frac{\pi \times \sqrt{F}}{2} = \frac{\pi \times \sqrt{R}}{1 - R} \quad (3.9)$$

$$\delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2 \times \mathcal{F} \times L} \quad (3.10)$$

$$ISL = \frac{c}{2 \times L} = \mathcal{F} \times \delta\lambda \quad (3.11)$$

Comme l'indiquent les relations (3.10) et (3.11), il existe un compromis entre l'incrément minimal détectable en longueur d'onde $\delta\lambda$ et l'Intervalle Spectral Libre ou *ISL*. Si on augmente la longueur de la cavité ou le coefficient de réflexion des miroirs, on va gagner en terme de résolution mais on va perdre très vite en terme d'étendue de mesure. Une cavité Fabry-Perot fibrée typique utilisée pour

les systèmes de mesure à réseaux de Bragg a les caractéristiques indiquées au Tableau 3.1.

Finesse \mathcal{F}	$5000 \leq \mathcal{F} \leq 10000$
Incrément minimal détectable $\delta\lambda$	$1 \text{ pm} < \delta\lambda < 20 \text{ pm}$
Intervalle Spectral Libre ISL	$< 100 \text{ nm}$
Fréquence de balayage	$< 100 \text{ Hz}$

Tab. 3.1: Caractéristiques typiques d'une cavité Fabry-Perot fibrée utilisée pour l'analyse de transducteurs à réseaux de Bragg

La première démonstration d'un tel système pour l'analyse des transducteurs à réseaux de Bragg a été effectuée par A. D. Kersey *et al.* en 1993 [78]. L'interféromètre de Fabry-Perot fibré présentait un Intervalle Spectral Libre de 43 nm, une largeur à mi-hauteur de 380 pm et une finesse \mathcal{F} de 110. Le réseau de Bragg analysé était centré sur la longueur d'onde 1548 nm et avait une largeur à mi-hauteur de 200 pm. Ils parvinrent à réaliser des mesures statiques de déformation sur une étendue de 700 $\mu\epsilon$ avec une résolution inférieure à 1 $\mu\epsilon$.

Depuis, ce système a été utilisé dans de nombreuses expérimentations sur le terrain avec un effort constant d'intégration. Ces travaux ont abouti ainsi à des systèmes pour lesquels les éléments d'analyse et d'acquisition sont montés sur des cartes électroniques intégrées à un unique ordinateur industriel portable [49] [50]. Les efforts de développement ont également porté sur l'extension des capacités de multiplexage en rajoutant des lignes de mesure à l'aide de commutateurs optiques rajoutés entre le coupleur et les réseaux de Bragg transducteurs [25]. Notre laboratoire arrive désormais à des systèmes capables d'interroger huit lignes de mesure comportant chacune une quinzaine de réseaux de Bragg. Les fréquences d'acquisition, en prenant en compte la vitesse de balayage du filtre, la vitesse de commutation du commutateur optique ainsi que la durée d'exécution de l'algorithme de suivi des pics, ne dépassent cependant pas quelques Hz. Sur chaque ligne, on utilise en général deux réseaux de Bragg de références (dont l'écart spectral est connue et stable) de façon à disposer de références spectrales et de facteurs d'échelle pour les acquisitions.

3.4.3 Utilisation d'une source laser accordable spectrale- ment

Une seconde solution consiste à utiliser non pas une source large bande mais une source laser monochromatique accordable et une photodiode. Le montage est indiqué à la Figure 3.9. L'utilisation d'un commutateur optique permet d'analyser plusieurs lignes de mesures séquentiellement, chacune comportant jusqu'à une quinzaine de transducteurs.

La fréquence de mesure est ici limitée uniquement par la vitesse de balayage de la source accordable qui est au plus de 100 nm/s. On ne peut donc réaliser des mesures à des cadences supérieures au Hertz : on se trouve dans le domaine des mesures dites quasi-statiques.

La résolution que l'on peut espérer atteindre est similaire à celle d'un système utilisant un filtre à cavité de type Fabry-Perot : elle est de l'ordre du picomètre. Malgré une largeur spectrale à mi-hauteur typique de 100 kHz (1 fm) pour de telles sources, on est en fait limité par l'erreur provenant de l'écart entre la longueur d'onde spécifiée et la longueur d'onde effective d'émission, écart qui est de l'ordre du picomètre en balayage lent (les incréments spectraux sont séparés par des intervalles de temps de l'ordre du dixième de seconde). De même, on ne peut espérer vraiment gagner en terme de résolution quand on travaille en balayage rapide (100 nm/s). En effet, on est alors essentiellement limité par l'existence de sauts de modes dont l'amplitude typique est de l'ordre de 40 pm . Enfin, lors d'un travail en mode rapide, l'existence de phases d'accélération et de décélération en début et fin de balayage réduit l'étendue effective de mesure et impose l'utilisation de références en longueur d'onde placées non loin des extrémités de la fenêtre spectrale d'analyse (réseaux de Bragg de référence).

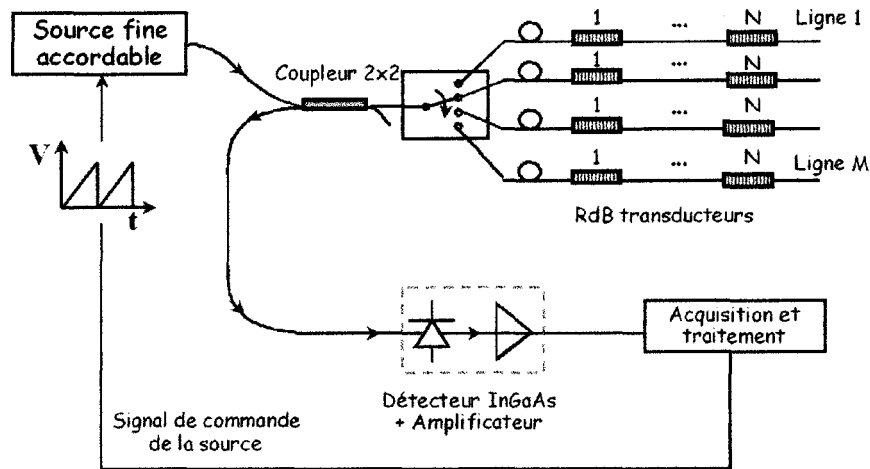


Fig. 3.9: Schéma de principe d'un système de démodulation de la réponse de transducteurs à réseaux de Bragg utilisant une source monochromatique accordable et un commutateur optique.

3.5 Démodulation selon une méthode par corrélation et par filtrage de poursuite

3.5.1 Démodulation selon une technique de corrélation

En plus de la technique par filtrage linéaire présentée au début de ce chapitre, une autre méthode repose sur une conversion du décalage spectral de la raie de Bragg en une variation d'intensité d'un signal optique. Elle consiste à utiliser deux réseaux de Bragg présentant la même longueur d'onde de résonance [153]. Un premier réseau sert de transducteur tandis que le second réseau est utilisé en tant que référence (cf. Figure 3.10) : il est isolé de l'environnement extérieur et sa longueur d'onde est parfaitement stable. La lumière issue d'une source large bande sert à interroger le réseau transducteur. Le signal réfléchi par ce réseau est dirigé, *via* un coupleur, vers le réseau de référence. Puis, un photodétecteur permet de mesurer l'intensité du signal transmis par ce second réseau. Prenons le cas où ces deux réseaux ont des réponses spectrales identiques (localisation, amplitude, forme). Lorsque le réseau transducteur n'est soumis à aucune contrainte, le pic de Bragg réfléchi par le réseau transducteur est bloqué par le réseau de référence : le

photodétecteur reçoit un signal minimal. Par contre, si le transducteur est soumis à une contrainte, il se décale spectralement. Par conséquent, l'intensité reçue par le photodétecteur va croître jusqu'à ce que les deux réseaux soient complètement séparés spectralement. A partir de cette limite, le signal n'évolue plus et par conséquent la limite de l'étendue de mesure est atteinte.

En terme de résolution, on peut détecter des décalages spectraux inférieurs au picomètre [132]. Plusieurs capteurs peuvent être interrogés en parallèle en les multiplexant spectralement sur une même ligne de mesure et en cascade de la même façon les filtres associés. Cependant, il devient alors nécessaire de faire suivre les réseaux de référence par un coupleur $N \times N$ si il y a N réseaux, et par N détecteurs. Devant chaque détecteur, un filtre passe-bande ne laisse passer que la plage spectrale correspondant à un capteur donné. Il faut alors veiller à séparer suffisamment les capteurs pour éviter les problèmes de recouvrement.

Ce système, très simple *a priori*, ne nécessite que la détermination d'une courbe de calibrage donnant la valeur des déformations en fonction de la puissance reçue par le photodétecteur. Ceci peut se faire simplement selon une modélisation du système basée sur une technique de corrélation à partir des spectres des deux réseaux de Bragg, connaissant par ailleurs la puissance de la source et le bilan des pertes le long des lignes de transmission. Une autre solution consiste, bien entendu, à appliquer au réseau de mesure des contraintes d'amplitudes connues.

Une variante de ce système utilise non pas un réseau de Bragg de référence (ou de filtrage) fixe mais accordable : on accorde la longueur d'onde de Bragg de référence de façon à ce que le signal reçu par le photodétecteur soit minimal. Le décalage induit sur cette longueur d'onde de référence correspond alors à celui subi par la longueur d'onde de Bragg du réseau de mesure. Dans une telle approche, il est avantageux de travailler en cherchant un signal maximal. Pour ce faire, on dispose entre le premier coupleur et le réseau de référence un second coupleur : le photodétecteur est placé de façon à mesurer non plus le signal transmis par le réseau de référence, mais le signal réfléchi (qui est maximal lorsque les réseaux sont spectralement superposés) [66].

En l'état, la technique de corrélation pose de nombreux problèmes. Elle est tout d'abord très limitée au niveau de l'étendue de mesure puisque celle-ci est

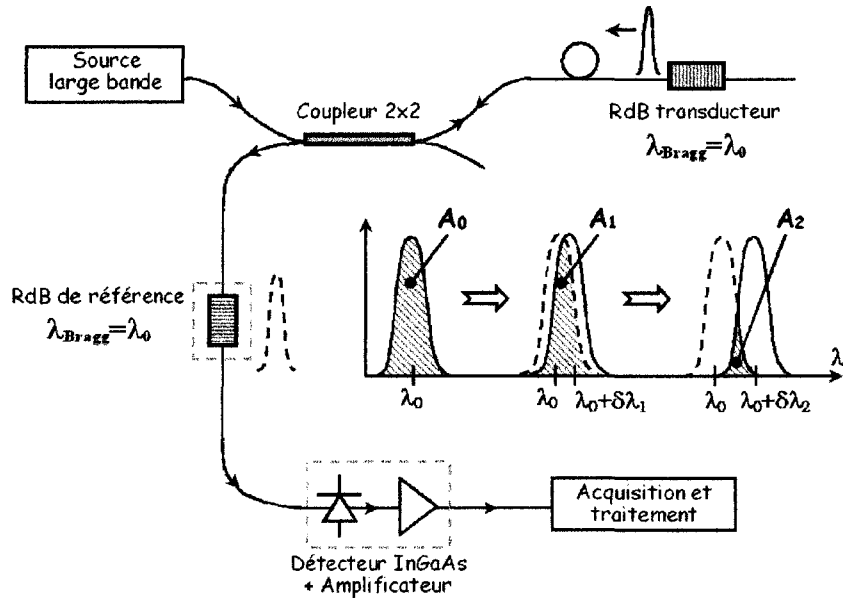


Fig. 3.10: Schéma de principe d'un système de démodulation utilisant une mesure de la corrélation entre deux réseaux de Bragg identiques : l'un servant de référence et l'autre constituant le transducteur.

fixée par la largeur spectrale des deux réseaux de Bragg (sauf si le réseau de référence est accordable). Pour un réseau de Bragg uniforme, une longueur de 10 mm et un coefficient de réflexion de 80% correspondent à une largeur à mi-hauteur d'environ 400 pm. Pour donner des ordres de grandeur, 400 pm de décalage spectral correspondent à une étendue de mesure de $330 \mu\epsilon$ ou encore de $33^\circ C$ (pour une longueur d'onde de Bragg de 1550 nm). Une solution possible pour remédier à cette limitation consiste à utiliser non pas des réseaux de Bragg uniformes mais des réseaux de Bragg à pas variable, pour lesquels la largeur spectrale peut être beaucoup plus importante (plusieurs nm) [46].

Un deuxième problème trouve son origine dans le principe même de la mesure, à savoir une conversion du décalage spectral en une variation d'intensité. La mesure est donc fortement sensible aux fluctuations de puissance de la source optique d'interrogation ou aux pertes accidentelles le long des chemins optiques (ainsi que du vieillissement des composants opto-électroniques). Pour s'affranchir de ces paramètres, on peut normaliser le signal de mesure avec un signal de référence : il faut par exemple utiliser un coupleur 3×3 au lieu du coupleur 2×2 .

Enfin, une telle mesure ne permet de déterminer que l'amplitude du décalage spectral et non son sens de variation. Pour avoir accès à cette dernière information, il est possible d'utiliser non plus un mais deux réseaux de référence décalés spectralement, le réseau de mesure devant s'intercaler spectralement entre eux, tout en recouvrant partiellement chacun des deux spectres [153]. On mesure le signal transmis par chaque réseau de référence, comme précédemment. Cependant, les signaux reçus par chaque photodétecteur varient en sens opposé, ce qui permet de déterminer le signe du décalage spectral.

3.5.2 Démodulation par filtrage de poursuite

Pour s'affranchir de ces problèmes, différents auteurs ont démontré la possibilité d'utiliser une approche de type *maître-esclave* [17]. Dans cette approche, le réseau de Bragg de référence est, par exemple, fixé sur un actionneur de type piézo-électrique qui permet d'accorder la longueur d'onde de Bragg de référence. On fait tout d'abord en sorte de superposer spectralement les deux réseaux puis on applique au réseau de référence une contrainte de faible amplitude variant sinusoïdalement. Le signal reçu par le photodétecteur présente plusieurs harmoniques. Lorsque les deux réseaux sont parfaitement superposés, la composante fondamentale du signal est minimale tandis que l'harmonique d'ordre un est maximale [100]. Quand le réseau de mesure se décale, le réseau de référence filtre principalement le flanc du transducteur, qui s'approche d'une droite. Donc la composante fondamentale du signal détecté croît en amplitude tandis que la première harmonique décroît. Une électronique de poursuite agit alors sur l'actionneur pour revenir à la situation initiale et superposer les deux réseaux.

Par cette méthode, on peut étendre nettement l'étendue de mesure : elle est uniquement limitée par les capacités de l'actionneur. On peut généralement couvrir des dynamiques de plusieurs milliers de $\mu\epsilon$. Enfin, elle offre une solution de multiplexage simple (cf. Figure 3.11). Les réseaux de référence correspondant à plusieurs transducteurs multiplexés spectralement sont disposés en série, chacun sur un actionneur différent et relié à sa propre électronique de poursuite. Un seul détecteur est utilisé : il suffit en effet de moduler la longueur d'onde de chaque réseau de référence avec une fréquence légèrement différente [17]. Dans ce cas,

les performances sont essentiellement limitées par le comportement fréquentiel de type passe-bas des actionneurs (qui limite également les possibilités de mesure en régime dynamique du système de base).

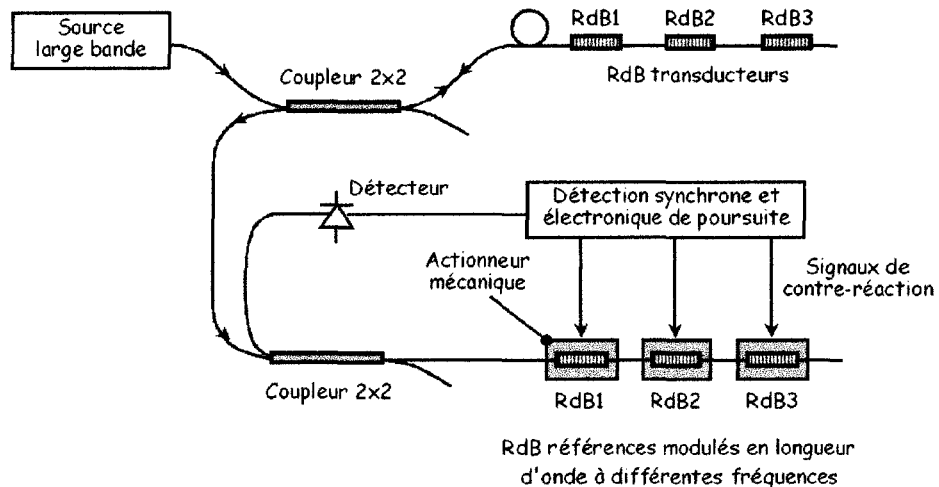


Fig. 3.11: Schéma de principe d'un système de démodulation de la réponse de réseaux de Bragg transducteurs selon la méthode dite du filtrage de poursuite.

3.6 Bilan comparatif

Nous avons décrit six méthodes d'interrogation de réseaux de Bragg. Le tableau 3.2 regroupe de façon synthétique leurs principales caractéristiques, à savoir celles qui vont permettre de sélectionner la méthode la plus appropriée pour une application et un cahier des charges donnés.

Concernant le nombre de capteurs interrogeables en parallèle, les chiffres mis entre parenthèses correspondent à un nombre potentiel qui ne peut être atteint avec une version de base du système : il faut modifier l'architecture et les composants utilisés (rajout d'une méthode de détection synchrone, mise en oeuvre de la méthode FMCW ...). De telles modifications se répercutent immédiatement sur le coût et les possibilités d'intégration de l'instrumentation.

La méthode interférométrique est la seule qui optimise la résolution tout en autorisant des cadences de mesure élevées. Ceci se fait au détriment de la simpli-

Méthode d'analyse Critères comparatifs	Corrélation	Filtrage de poursuite	Fabry-Perot	Source accordable	Interféromètre	Filtrage linéaire
Résolution	~ 1 pm	< 10 pm	~ 1 pm	~ 1 pm	≪ 1 pm	~ 1 pm
Etendue de mesure	< 1 nm	qq. nm	~40 nm	>50 nm	< 20 nm	>5 nm
N capteurs par ligne	(<20)	<20	<20	>20	(~20)	(<20)
Cadence	~ 10 kHz	< 100 Hz	< 100 Hz	< 1 Hz	qq. kHz	qq. 10 kHz
Source optique	Large bande	Large bande	Large bande	Source à cavité ext.	Large bande	Large bande
Coût	Faible	Elevé	Elevé	Elevé	Moyen	Faible
Intégration	Elevée	Moyenne	Moyenne	Très faible	Moyenne	Elevée

Tab. 3.2: Tableau comparatif des différentes méthodes d'interrogation des capteurs à réseaux de Bragg

citée de mise en oeuvre et du coût. De plus, il faut modifier le système d'analyse de façon significative pour pouvoir réaliser des mesures en régime statique ou quasi-statique (mesure différentielle de la phase).

La méthode par filtrage linéaire permet également des mesures à haute cadence (plusieurs dizaines de kHz) mais avec une résolution moindre (fixée par la linéarité du filtre discriminateur). On gagne cependant en terme de coût et d'intégration. En outre, cette méthode fonctionne correctement que l'on soit en régime statique ou dynamique.

La méthode par corrélation présente des caractéristiques similaires mais est limitée en terme d'étendue de mesure. Ce problème peut être résolu, mais cela nécessite l'utilisation de réseaux de Bragg spécifiques tant au niveau du transducteur qu'au niveau du réseau de filtrage.

Pour ces méthodes, l'interrogation de plusieurs capteurs de Bragg en parallèle nécessite de mettre en oeuvre des techniques supplémentaires (analyse temporelle, méthode FMCW, isolation des fenêtres spectrales avec des filtres passe-bande ...).

Seules les méthodes dites à balayage permettent d'effectuer à la fois la démodulation et le démultiplexage en parallèle, sans avoir recours à des techniques

complémentaires. Elles présentent cependant des limitations en terme de cadence de mesure et de coût².

²L'utilisation de sources lasers accordées spectralement à l'aide de dispositifs de type *MEMS* (pour *Micro Electro Mechanical Systems*) constitue probablement une solution pour lever les contraintes des méthodes dites à balayage en terme de cadence et d'intégration.

Deuxième partie

MODELISATION DU COUPLAGE INTRODUIT PAR LES RESEAUX DE BRAGG ENTRE MODES GUIDES ET MODES DE GAINÉ OU RADIATIFS DE FIBRE

Chapitre 1

Introduction

1.1 Objectifs visés

En appui des travaux expérimentaux qui sont présentés dans les parties III et IV, différents outils de modélisation ont été utilisés. Si certains d'entre eux étaient déjà disponibles au laboratoire, d'autres outils ont été soit acquis soit développés dans le cadre de cette thèse. Chacun de ces outils a été mis en oeuvre en réponse à une problématique spécifique.

Le premier problème posé concerne la modélisation de la résonance de Bragg dans le cas de réseaux de Bragg à pas court uniformes ou non uniformes longitudinalement.

La deuxième problématique concerne la modélisation de la réponse spectrale des réseaux de Bragg à traits inclinés. Celle-ci recouvre en fait deux aspects. En premier lieu, il s'agit du cas d'un réseau de Bragg à traits inclinés placé dans l'air et, en second lieu, celui d'un réseau de Bragg à traits inclinés placé dans un milieu adaptateur d'indice. La modélisation de la réponse spectrale dans ces deux situations nécessite la prise en compte du couplage induit par le réseau vers, respectivement, les modes dits de gaine et le continuum des modes radiatifs.

Enfin, la dernière problématique posée consiste à rendre compte théoriquement de l'évolution de la réponse spectrale d'un réseau à traits inclinés avec l'indice de réfraction d'un milieu entourant la gaine optique.

Dans ce chapitre, nous ne présentons pas les développements théoriques as-

sociés à chaque outil : ils sont explicités dans les chapitres suivants. Nous allons essentiellement nous attacher à décrire leur principe général et surtout définir précisément dans quel cadre ils ont été utilisés. En particulier, en mettant en évidence les limitations des logiciels disponibles au laboratoire et dans le commerce, nous justifions les travaux théoriques développés aux chapitres II-4 et II-5.

1.2 Outils logiciels disponibles au laboratoire et limitations

1.2.1 Méthode matricielle

A l'aide de la théorie du couplage entre modes guidés fondamentaux d'une fibre optique (cf. Chapitre II-2), la modélisation de la réponse spectrale d'un réseau de Bragg uniforme s'effectue de façon complètement analytique autour de sa longueur d'onde de Bragg. Cette résolution analytique permet d'étudier l'influence de paramètres tels que l'amplitude de modulation d'indice et la longueur du réseau sur les caractéristiques spectrales de la raie de Bragg, à savoir : la largeur à mi-hauteur, le pouvoir filtrant (réflexion maximale ou transmission minimale) et les lobes secondaires de diffraction.

Les limites présentées par les réseaux de Bragg uniformes en termes de caractéristiques spectrales (lobes secondaires trop importants, par exemple) ont rapidement amené au développement de réseaux possédant un profil longitudinal non uniforme : réseaux de Bragg apodisés, à pas variable (*chirpés*) ou à sauts de phase [105]. En parallèle, différentes équipes ont cherché à développer des méthodes de modélisation de ces réseaux. La méthode retenue au laboratoire a été proposée par Yamada *et al.* : il s'agit d'une méthode dite matricielle [167][93][105]. Elle repose sur un échantillonnage de la fonction de répartition de l'indice de réfraction d'un réseau non uniforme en sous-fonctions représentant chacune un réseau uniforme, appelé réseau élémentaire. La réponse de chaque réseau élémentaire est décrite par une matrice de transfert. En multipliant les matrices associées à chaque sous-réseau, on obtient une matrice caractérisant de façon approchée la réponse du réseau non uniforme. Une modélisation fine nécessite la prise en compte d'un nombre suffisamment élevé de réseaux élémentaires.

Dans le cadre de cette thèse, nous avons utilisé la méthode matricielle pour modéliser la résonance de Bragg de réseaux transducteurs uniformes et apodisés. En particulier, nous avons comparé l'influence de réseaux transducteurs apodisés ou non sur la réponse du système de démodulation par filtrage linéaire présenté dans la partie IV de ce manuscrit.

Cependant, l'outil logiciel développé par le laboratoire à partir de cette méthode ne permet pas de considérer des couplages autres que celui entre les deux modes guidés contra-directifs d'une fibre optique monomode [105]. Or, pour pouvoir modéliser la réponse spectrale de réseaux de Bragg à traits inclinés, il est indispensable de pouvoir prendre en compte également le couplage vers les modes de gaine de la fibre optique. Pour cela, nous avons utilisé un logiciel disponible commercialement. Ce logiciel s'appelle FOGS-BG, pour *Fiber Optic Grating Simulator for Bragg Grating*. Il est développé par la société canadienne Apollo Photonics.

1.2.2 Logiciel commercial FOGS-BG

Avec ce logiciel, la réponse spectrale de réseaux de Bragg non uniformes longitudinalement est également obtenue à partir de la méthode matricielle. Ce programme permet donc de simuler des réseaux présentant tous types de profil longitudinal de modulation d'indice de réfraction : apodisés, à pas variable et à sauts de phase. Il permet également de définir les dimensions de la zone photosensible. On peut donc étudier, entre autres, le cas classique de réseaux inscrits dans le coeur, mais aussi les cas de réseaux inscrits dans le coeur et une partie de la gaine, ou uniquement dans une partie du coeur, par exemple.

Pour notre étude, son principal intérêt réside dans la possibilité de prendre en compte le couplage entre le mode guidé fondamental et les modes de gaine de la fibre. Par ailleurs, l'algorithme de calcul des coefficients de couplage entre ces modes permet de faire intervenir un angle d'inclinaison des traits non nul. Aussi, avec ces différentes options, ce logiciel autorise la modélisation de la réponse spectrale de réseaux de Bragg à traits inclinés, à profil longitudinal uniforme ou non uniforme.

Par ailleurs, l'algorithme de calcul des caractéristiques des modes (indice effec-

tif et champ électrique) utilise un profil d'indice de réfraction défini au préalable par l'utilisateur. En particulier, il est *a priori* possible d'effectuer la modélisation d'une structure cylindrique à trois couches coeur/gaine optique/milieu extérieur avec un indice de réfraction du milieu extérieur variable. Cependant, dans la pratique, l'algorithme de calcul des coefficients de couplage s'avère insuffisamment performant pour analyser les phénomènes se produisant lorsque les indices de la gaine et du milieu extérieur sont proches (écart de l'ordre de 10^{-2}). En outre, ne prenant pas en compte le couplage entre le mode guidé et le continuum des modes radiatifs, ce programme ne permet pas de modéliser la réponse spectrale d'un réseau de Bragg à traits inclinés lorsqu'on réalise l'adaptation de l'indice de réfraction de la gaine optique.

1.3 Présentation des outils de modélisation développés

Pour s'affranchir des limitations introduites par ces deux logiciels, nous avons développé trois outils complémentaires. Le premier d'entre eux est basé sur les travaux théoriques réalisés par M. J. Holmes, R. Kashyap et R. Wyatt [65][64][63]. Le modèle développé par ces auteurs permet de calculer la réponse spectrale d'un réseau de Bragg à traits inclinés dans le cas où le réseau est inscrit dans une fibre optique dont la gaine s'étend à l'infini. L'approche retenue consiste à envisager la diffraction par un réseau à traits inclinés dans le cadre de l'approximation dite de Fraunhofer tout en tenant compte de l'atténuation du champ électrique incident au cours de sa propagation dans le réseau. Ce modèle évite l'utilisation du formalisme de la théorie des modes couplés. Tout en étant mathématiquement moins lourd, il permet d'avoir une compréhension claire de l'influence sur le couplage vers les modes radiatifs des différents paramètres physiques à considérer lors de la conception de réseaux de Bragg à traits inclinés (caractéristiques opto-géométriques de la fibre, dimension de la zone photosensible, valeur de l'angle d'inclinaison des traits ...). Par contre, il ne permet pas de prendre en compte les réflexions et réfractions aux différentes interfaces optiques (coeur-gaine et gaine-milieu extérieur). Par conséquent, il ne peut simuler l'effet du couplage vers les

modes de gaine (indispensable lorsque l'adaptation d'indice n'est pas rigoureusement vérifiée).

Ce modèle n'est donc valable que si le milieu extérieur possède un indice de réfraction égal à celui de la gaine. Aussi, nous utilisons ce modèle essentiellement pour simuler la réponse de réseaux de Bragg à traits inclinés destinés à former le composant de filtrage des systèmes de démodulation par discrimination linéaire (cf. Partie IV). En effet, on se trouve alors dans le cas de l'adaptation d'indice (pas de modes de gaine à prendre en compte).

Deux autres logiciels ont été développés afin d'expliquer la sensibilité spectrale des réseaux de Bragg à traits inclinés à tout changement de l'indice de réfraction d'un milieu entourant la gaine optique. Avec les outils précédents, nous sommes en mesure de modéliser deux cas particuliers : le cas du couplage vers les modes de gaine lorsque la gaine est entourée par de l'air (indice égal à 1) et le cas du couplage vers le continuum de modes radiatifs lorsqu'il y a adaptation d'indice.

Nous avons donc développé un nouveau modèle permettant de déterminer l'évolution des coefficients de couplage entre le mode guidé fondamental et les modes de gaine pour un indice de réfraction du milieu extérieur variant entre celui de l'air (1) et celui de la gaine (1,45). Il a été réalisé à partir des travaux de T. Erdogan et de K. S. Lee [36][38][90]. Son principe consiste dans un premier temps à calculer les indices effectifs des modes d'une structure cylindrique à trois couches. Puis, à partir des expressions des champs associés aux modes d'une telle structure, nous calculons les coefficients de couplage entre le mode guidé et les modes de gaine pour le cas d'un réseau de Bragg à traits inclinés. En faisant varier l'indice de réfraction de la troisième couche, nous étudions l'évolution des coefficients de couplage vers les modes de gaine pour un indice de réfraction extérieur variable mais inférieur à l'indice de réfraction de la gaine (cf. Chapitre IV-2). Une modélisation plus complète aurait nécessité de prendre en compte également les modes radiatifs et de calculer la réponse spectrale des réseaux à traits inclinés en fonction de l'indice de réfraction du milieu extérieur, et non pas seulement les coefficients de couplage. Ceci n'a pu être réalisé dans le cadre de cette thèse mais pourra faire l'objet d'études ultérieures.

Un second modèle a été utilisé pour étudier le cas où l'indice de réfraction

du milieu extérieur est cette fois supérieur à celui de la gaine. Il est basé sur les travaux de Y. Koyamada [82]. A partir des expressions des champs associés aux modes radiatifs pour une structure à trois couches, on est en mesure de déterminer l'évolution du couplage entre le mode guidé et le continuum de modes rayonnants avec l'indice de réfraction extérieur. Partant de là, le modèle aboutit à une expression approchée du coefficient de transmission spectrale.

Chapitre 2

Présentation des différents types de couplage entre modes de fibre

2.1 Théorie des modes couplés

Dans cette section, nous allons établir les équations décrivant l'évolution, selon la coordonnée longitudinale, de l'amplitude des champs associés aux modes d'une fibre optique dont la permittivité diélectrique est perturbée sur une portion finie. La théorie des modes couplés constitue l'approche généralement retenue pour résoudre ce problème [168][107][81] [71]. Cette méthode permet d'établir un lien entre la source de perturbation et l'amplitude des modes de la fibre, à condition d'émettre l'hypothèse que la base de modes de la fibre non perturbée se conserve lorsqu'on introduit la perturbation.

2.1.1 Etablissement de l'équation d'onde

Dans le cas de la fibre hors perturbation, la propagation d'un mode dans ce milieu, supposé homogène et isotrope, est décrite par l'équation de propagation suivante :

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (2.1)$$

où \vec{E} désigne le champ électrique tandis que ε et μ désignent respectivement les constantes de permittivité diélectrique et de perméabilité magnétique.

Un réseau de Bragg est considéré comme équivalent à une perturbation de ε . Ceci amène à transformer l'équation d'onde en introduisant une perturbation sous la forme d'un terme de polarisation \vec{P}_{pert} :

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \mu \frac{\partial^2 \vec{P}_{pert}}{\partial t^2} \quad (2.2)$$

Le champ électrique \vec{E} peut être décomposé sur la base des modes de la fibre optique. Cette base se compose de modes guidés (de coeur), de modes dits de gaine ainsi que de modes radiatifs. Les modes guidés et de gaine sont notés sous la forme $A_l(z) \vec{\mathcal{E}}_l(x, y)$ (mode co-propagatif) et $B_l(z) \vec{\mathcal{E}}_l(x, y)$ (mode contra-propagatif) avec l un nombre entier strictement positif. $A_l(z)$ et $B_l(z)$ désignent l'amplitude des champs co- et contra-propagatifs et $\vec{\mathcal{E}}_l(x, y)$ caractérise leur distribution transverse. Les modes radiatifs sont notés $A_\rho(z) \vec{\mathcal{E}}_\rho(x, y)$ pour les modes co-propagatifs (et $B_\rho(z) \vec{\mathcal{E}}_\rho(x, y)$ pour les modes contra-propagatifs) où ρ est une variable continue. β_l ou ρ désigne la constante de propagation associée aux modes guidés ou de gaine et radiatifs. Le champ \vec{E} peut alors s'écrire sous la forme :

$$\begin{aligned} \vec{E}(x, y, z) = & \sum_{l=1}^{+\infty} \left[\frac{A_l(z)}{2} \vec{\mathcal{E}}_l(x, y) e^{i(\omega t - \beta_l z)} + \frac{B_l(z)}{2} \vec{\mathcal{E}}_l(x, y) e^{i(\omega t + \beta_l z)} + c.c. \right] \\ & + \int_{\rho=0}^{+\infty} \left[\frac{A_\rho(z)}{2} \vec{\mathcal{E}}_\rho(x, y) e^{i(\omega t - \beta_\rho z)} + \frac{B_\rho(z)}{2} \vec{\mathcal{E}}_\rho(x, y) e^{i(\omega t + \beta_\rho z)} + c.c. \right] d\rho \end{aligned} \quad (2.3)$$

En introduisant cette expression dans (2.2), mais sans prendre en compte les modes radiatifs, et en développant le Laplacien, on arrive à :

$$\begin{aligned}
& \left\{ \sum_l \left[\left(\frac{A_l(z)}{2} e^{i(\omega t - \beta_l z)} + \frac{B_l(z)}{2} e^{i(\omega t + \beta_l z)} \right) \times \left(-\beta_l^2 \mathcal{E}_l(x, y) + \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \mathcal{E}_l(x, y) + \omega^2 \mu \varepsilon \mathcal{E}_l(x, y) \right) \right] \right. \\
& \left. + \sum_l \frac{1}{2} \left[\left(-2i\beta_l \frac{dA_l(z)}{dz} + \frac{d^2 A_l(z)}{dz^2} \right) \mathcal{E}_l(x, y) e^{i(\omega t - \beta_l z)} + \left(2i\beta_l \frac{dB_l(z)}{dz} + \frac{d^2 B_l(z)}{dz^2} \right) \mathcal{E}_l(x, y) e^{i(\omega t + \beta_l z)} \right] \right\} \\
& \quad + c.c. = \mu \frac{\partial^2 \vec{P}_{pert}}{\partial t^2}
\end{aligned} \tag{2.4}$$

En se rappelant que chaque mode vérifie l'équation d'onde non perturbée et en faisant l'hypothèse que $\frac{d^2 A_l(z)}{dz^2} \ll \beta_l \frac{dA_l(z)}{dz}$, on arrive à l'expression :

$$\boxed{\sum_l \left[-i\beta_l \frac{dA_l(z)}{dz} \mathcal{E}_l(x, y) e^{i(\omega t - \beta_l z)} + i\beta_l \frac{dB_l(z)}{dz} \mathcal{E}_l(x, y) e^{i(\omega t + \beta_l z)} + c.c. \right] = \mu \frac{\partial^2 \vec{P}_{pert}}{\partial t^2}} \tag{2.5}$$

2.1.2 Expression du terme de perturbation

Forme générale

Nous allons maintenant donner l'expression de P_{pert} pour un réseau de Bragg :

$$P_{pert}(x', y', z') = \Delta\varepsilon(x', y', z') E(x', y', z') \tag{2.6}$$

Nous avons écrit cette équation sous forme scalaire car nous ne prenons pas en compte les effets de biréfringence induite par le réseau de Bragg. On suppose par ailleurs que le réseau de Bragg n'est inscrit que dans le coeur de la fibre optique (de rayon r_c). Dans ce cas, on a :

$$\Delta\varepsilon(x', y', z') = \begin{cases} \Delta\varepsilon(x', y', z') & \text{si } \sqrt{x'^2 + y'^2} \leq r_c \\ 0 & \text{si } \sqrt{x'^2 + y'^2} > r_c \end{cases} \tag{2.7}$$

La constante diélectrique $\varepsilon(x', y', z')$ dépend de l'indice de réfraction $n(x', y', z')$ selon la relation :

$$\varepsilon(x', y', z') = n^2(x', y', z') \varepsilon_0 \quad (2.8)$$

L'inscription d'un réseau de Bragg engendre alors une perturbation de la constante diélectrique selon la relation :

$$\Delta\varepsilon(x', y', z') = [n^2(x', y', z') - n_c^2] \varepsilon_0 \quad (2.9)$$

Avec Λ désignant la période de la modulation d'indice, N l'ordre de diffraction considéré, L_r la longueur du réseau, $\Delta n_{\text{mod}}(x', y', z')$ son amplitude de modulation et en supposant qu'il n'y a pas de variation de l'indice moyen le long du réseau, $n(x', y', z')$ est donné par :

$$n(x', y', z') = \begin{cases} n_c + \Delta n_{\text{mod}}(x', y', z') \cos\left(\frac{2\pi N}{\Lambda} z'\right) & \text{si } \sqrt{x'^2 + y'^2} \leq r_c \text{ et si } 0 \leq z' \leq L_r \\ n_c & \text{si } \sqrt{x'^2 + y'^2} > r_c \text{ ou } z' \notin [0; L_r] \end{cases} \quad (2.10)$$

Par conséquent :

$$n^2(x', y', z') = \begin{cases} n_c^2 + 2 n_c \Delta n_{\text{mod}}(x', y', z') \cos\left(\frac{2\pi N}{\Lambda} z'\right) + \Delta n_{\text{mod}}^2(x', y', z') \cos^2\left(\frac{2\pi N}{\Lambda} z'\right) & \text{si } \begin{cases} \sqrt{x'^2 + y'^2} \leq r_c \\ 0 \leq z' \leq L_r \end{cases} \\ n_c^2 & \text{si } \sqrt{x'^2 + y'^2} > r_c \text{ ou } z' \notin [0; L_r] \end{cases} \quad (2.11)$$

Comme $\Delta n_{\text{mod}} \ll 1$ (de l'ordre de 10^{-3}), on néglige Δn_{mod}^2 devant $2 n_c \Delta n_{\text{mod}}$:

$$n^2(x', y', z') \simeq \begin{cases} n_c^2 + 2 n_c \Delta n_{\text{mod}}(x', y', z') \cos\left(\frac{2\pi N}{\Lambda} z'\right) & \text{si } \sqrt{x'^2 + y'^2} \leq r_c \text{ et si } 0 \leq z' \leq L_r \\ n_c^2 & \text{si } \sqrt{x'^2 + y'^2} > r_c \text{ ou } z' \notin [0; L_r] \end{cases} \quad (2.12)$$

En passant à une notation complexe, on arrive à :

$$n^2(x', y', z') \simeq \begin{cases} n_c^2 + n_c \Delta n_{\text{mod}}(x', y', z') \left[e^{i\left(\frac{2\pi N}{\Lambda} z'\right)} + c.c. \right] & \text{si } \sqrt{x'^2 + y'^2} \leq r_c \text{ et si } 0 \leq z' \leq L_r \\ n_c^2 & \text{si } \sqrt{x'^2 + y'^2} > r_c \text{ ou } z' \notin [0; L_r] \end{cases} \quad (2.13)$$

Le terme de perturbation prend alors l'expression suivante :

$$P_{\text{pert}}(x', y', z') = \begin{cases} \left[n_c \Delta n_{\text{mod}}(x', y', z') \left[e^{i\left(\frac{2\pi N}{\Lambda} z'\right)} + c.c. \right] \right] \varepsilon_0 E(x', y', z') & \text{si } \begin{cases} \sqrt{x'^2 + y'^2} \leq r_c \\ 0 \leq z' \leq L_r \end{cases} \\ 0 & \text{si } \sqrt{x'^2 + y'^2} > r_c \text{ ou } z' \notin [0; L_r] \end{cases} \quad (2.14)$$

Cas d'un réseau de Bragg à traits inclinés

On considère le cas général d'un réseau de Bragg photoinscrit dans le coeur une fibre optique et dont la modulation d'indice peut être inclinée d'un angle θ par rapport à l'axe de propagation. En se référant à la Figure 2.1, l'expression (2.10) donne l'expression de la modulation d'indice pour un réseau de Bragg à traits inclinés dans le repère (x', z') . Pour passer dans le repère (x, z) , on utilise la formule de passage suivante :

$$z' = z \cos \theta - x \sin \theta \quad (2.15)$$

En combinant les équations (2.10), (2.15) et en définissant la période effective du réseau selon $\Lambda_{\text{eff}} = \frac{\Lambda}{\cos \theta}$, on arrive à l'expression suivante de la modulation d'indice dans le repère (x, y, z) :

$$n(x, y, z) = \begin{cases} n_c + \Delta n_{\text{mod}}(x, y, z) \cos \left(\frac{2\pi}{\Lambda_{\text{eff}}} (z - x \tan \theta) \right) & \text{si } \sqrt{x^2 + y^2} \leq r_c \text{ et si } 0 \leq z \leq L_r \\ n_c & \text{si } \sqrt{x^2 + y^2} > r_c \text{ ou } z \notin [0; L_r] \end{cases} \quad (2.16)$$

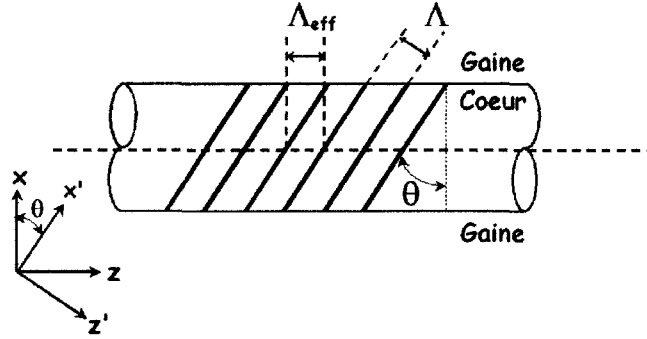


Fig. 2.1: Représentation schématique d'un réseau de Bragg à traits inclinés inscrits dans le coeur d'une fibre optique montrant les deux repères (x, z) et (x', z') .

Par conséquent, en utilisant la décomposition de E sur la base des modes guidés et de gaine, le terme de perturbation s'exprime d'après (2.14) selon :

$$\begin{aligned}
 P_{\text{pert}}(x, y, z) &= \Delta\varepsilon(x, y, z) \times \sum_{l=1}^{+\infty} \left[\frac{A_l(z)}{2} \mathcal{E}_l(x, y) e^{i(\omega t - \beta_l z)} + \frac{B_l(z)}{2} \mathcal{E}_l(x, y) e^{i(\omega t + \beta_l z)} + c.c. \right] \\
 \Delta\varepsilon(x, y, z) &= \varepsilon_0 \times \begin{cases} n_c \Delta n_{\text{mod}}(x, y, z) \left[e^{i\left(\frac{2\pi N}{\Lambda_{\text{eff}}}(z - x \tan \theta)\right)} + c.c. \right] & \text{si } \begin{cases} \sqrt{x^2 + y^2} \leq r_c \\ 0 \leq z \leq L_r \end{cases} \\ 0 & \text{si } \sqrt{x^2 + y^2} > r_c \text{ ou } z \notin [0; L_r] \end{cases}
 \end{aligned}
 \tag{2.17}$$

2.1.3 Expression des coefficients de couplage entre modes

Maintenant, on multiplie chaque membre de l'équation (2.5) par $\vec{\mathcal{E}}_l^*(x, y)$ et on intègre sur tout le domaine (x, y) :

$$\begin{aligned}
 \sum_{l=1}^{+\infty} \left[-i \beta_l \frac{dA_l(z)}{dz} e^{i(\omega t - \beta_l z)} + i \beta_l \frac{dB_l(z)}{dz} e^{i(\omega t + \beta_l z)} + c.c. \right] \iint_{(x,y)=-\infty}^{+\infty} \vec{\mathcal{E}}_l(x, y) \cdot \vec{\mathcal{E}}_l^*(x, y) dx dy + c.c. = \\
 -\omega^2 \mu \varepsilon_0 n_c \Delta n_{\text{mod}} \times \sum_{l=1}^{+\infty} \left[\left(\frac{A_l(z)}{2} e^{i(\omega t - \beta_l z)} + \frac{B_l(z)}{2} e^{i(\omega t + \beta_l z)} \right) e^{i N K_{\text{eff}} z} \right. \\
 \left. \times \iint_{\sqrt{x^2 + y^2} \leq r_c} e^{-i N K_{\text{eff}} x \tan \theta} \vec{\mathcal{E}}_l(x, y) \cdot \vec{\mathcal{E}}_l^*(x, y) dx dy + c.c. \right]
 \end{aligned}
 \tag{2.18}$$

avec : $K_{eff} = \frac{2\pi}{\Lambda_{eff}}$.

On utilise ensuite la relation d'orthogonalité suivante entre les modes :

$$\iint_{(x,y)=-\infty}^{+\infty} \vec{\mathcal{E}}_l(x,y) \vec{\mathcal{E}}_{l'}^*(x,y) dx dy = \frac{2\omega\mu}{\beta_{l'}} \delta_{l,l'} \quad (2.19)$$

On conserve alors uniquement dans la relation (2.18) les termes non nuls, c'est-à-dire ceux correspondants aux modes co- et contra-propagatifs d'ordre l' :

$$\begin{aligned} -i\beta_{l'} \frac{dA_{l'}(z)}{dz} e^{-i\beta_{l'} z} + i\beta_{l'} \frac{dB_{l'}(z)}{dz} e^{i\beta_{l'} z} &= \frac{-\omega^2 \mu \varepsilon_0 n_c \Delta n_{mod}}{\iint_{(x,y)=-\infty}^{+\infty} \vec{\mathcal{E}}_{l'}(x,y) \cdot \vec{\mathcal{E}}_{l'}^*(x,y) dx dy} \sum_{l=1}^{+\infty} \left[\frac{A_l(z)}{2} e^{i(NK_{eff} - \beta_l)z} \right. \\ &\times \iint_{\sqrt{x^2+y^2} \leq r_c} e^{-iNK_{eff} x \tan \theta} \vec{\mathcal{E}}_l(x,y) \cdot \vec{\mathcal{E}}_{l'}^*(x,y) dx dy + \frac{B_l(z)}{2} e^{i(NK_{eff} + \beta_l)z} \\ &\left. \times \iint_{\sqrt{x^2+y^2} \leq r_c} e^{-iNK_{eff} x \tan \theta} \vec{\mathcal{E}}_l(x,y) \cdot \vec{\mathcal{E}}_{l'}^*(x,y) dx dy + c.c. \right] \quad (2.20) \end{aligned}$$

On néglige maintenant dans le membre de droite de la relation (2.20) les termes de la forme $e^{i(K_{eff} + \beta_l)z}$, qui sont à variation rapide avec z , devant les termes en $e^{i(K_{eff} - \beta_l)z}$ qui sont à variation lente avec z :

$$\begin{aligned} -i\beta_{l'} \frac{dA_{l'}(z)}{dz} e^{-i\beta_{l'} z} + i\beta_{l'} \frac{dB_{l'}(z)}{dz} e^{i\beta_{l'} z} + c.c. &= \frac{-\omega^2 \mu \varepsilon_0 n_c \Delta n_{mod}}{\iint_{(x,y)=-\infty}^{+\infty} \vec{\mathcal{E}}_{l'}(x,y) \cdot \vec{\mathcal{E}}_{l'}^*(x,y) dx dy} \\ &\times \sum_{l=1}^{+\infty} \left[\left(\frac{A_l(z)}{2} e^{i(NK_{eff} - \beta_l)z} + \frac{B_l(z)}{2} e^{i(-NK_{eff} + \beta_l)z} + c.c. \right) \right. \\ &\left. \times \iint_{\sqrt{x^2+y^2} \leq r_c} e^{-iNK_{eff} x \tan \theta} \vec{\mathcal{E}}_l(x,y) \cdot \vec{\mathcal{E}}_{l'}^*(x,y) dx dy \right] \quad (2.21) \end{aligned}$$

avec N un entier strictement positif. On définit alors un terme dit de *désaccord de phase* de la façon suivante :

$$\Delta\beta = N K_{eff} \pm \beta_l - \beta_{l'} \quad (2.22)$$

où le signe - devant β_l signifie que le mode associé est contra-propagatif par rapport au mode associé à $\beta_{l'}$. Pour qu'il y ait couplage entre deux modes, il est nécessaire que le terme de désaccord de phase $\Delta\beta$ soit voisin de zéro. L'équation (2.21) montre que si cette condition est vérifiée entre deux modes contra-propagatifs, c'est-à-dire $N K_{eff} = \beta_l + \beta_{l'}$, elle ne peut l'être pour les mêmes modes co-propagatifs car nécessairement $N K_{eff} \neq -\beta_l + \beta_{l'}$. Par conséquent, l'équation (2.21) peut se réécrire en distinguant les cas du couplage entre modes co-propagatifs et du couplage entre modes contra-propagatifs.

Par ailleurs, comme $\mu \varepsilon_0 c^2 = 1$ et $\omega = 2\pi c/\lambda$ (c désigne la vitesse de la lumière dans le vide), on a :

$$\frac{\omega^2 \mu \varepsilon_0 n_c \Delta n_{\text{mod}}}{2 \beta_{l'}} \simeq \frac{\pi \Delta n_{\text{mod}}}{\lambda} \quad (2.23)$$

Comme le réseau est inscrit uniquement dans le coeur de la fibre, le terme de couplage se réécrit sous la forme suivante (après passage en coordonnées cylindriques) :

$$\Omega_{l,l'} = \frac{\pi \Delta n_{\text{mod}}}{\lambda} \frac{\int_{\Phi=0}^{2\pi} \int_{r=-r_c}^{r_c} e^{-i N K_{eff} r \tan \theta \cos \Phi} \vec{\mathcal{E}}_l(r, \Phi) \cdot \vec{\mathcal{E}}_{l'}^*(r, \Phi) r dr d\Phi}{\int_{\Phi=0}^{2\pi} \int_{r=-\infty}^{+\infty} \vec{\mathcal{E}}_{l'}(r, \Phi) \cdot \vec{\mathcal{E}}_{l'}^*(r, \Phi) r dr d\Phi} \quad (2.24)$$

2.2 Description des différents types de couplage entre modes guidés et de gaine

On se place désormais dans la situation où seul le mode guidé fondamental ($l=01$) est incident sur le réseau de Bragg. Le terme de désaccord de phase $\Delta\beta$ et le coefficient de couplage $\Omega_{l,01}$ sont les deux paramètres à prendre en compte pour déterminer si, à une longueur d'onde donnée, le réseau de Bragg va coupler le mode fondamental vers un ou plusieurs autres modes, co- ou contra-propagatifs, de la fibre.

2.2.1 Coefficient de couplage et symétrie des modes

Le coefficient de couplage $\Omega_{l,01}$ est représentatif de l'intensité du phénomène de couplage entre les deux modes considérés. On constate, en se référant à l'équation (2.24), que si l'angle d'inclinaison des traits θ est nul ($\tan \theta = 0$) et si $r_c \rightarrow +\infty$, alors $\Omega_{l,01}$ est proportionnel à la relation intégrale définissant l'orthogonalité entre deux modes. Par conséquent, deux modes de symétries différentes présenteront un coefficient de couplage nul. Ceci n'est plus vrai lorsque la perturbation, c'est-à-dire le réseau de Bragg, ne respecte pas la symétrie de la fibre. C'est par exemple le cas si l'angle θ est non nul : le réseau va alors être à l'origine d'interactions entre modes de symétries azimuthales différentes. On retrouve une situation analogue si la modulation d'indice n'est pas homogène sur une section transverse de fibre (cas non traité ici) [126].

2.2.2 Condition d'accord de phase

L'autre condition pour que deux modes puissent efficacement échanger de l'énergie est donnée par la condition d'accord de phase :

$$\Delta\beta = 0 \quad (2.25)$$

Nous avons vu que le couplage peut avoir lieu soit entre modes co-propagatifs, soit entre modes contra-propagatifs. Dans le cas du couplage entre modes contra-propagatifs ($N=+1$) introduit par une perturbation d'indice sinusoïdale, la condition d'accord de phase et les équations différentielles du couplage sont données par :

$$\left\{ \begin{array}{l} K_{eff} = \frac{2\pi}{\Lambda_{eff}} = \beta_l + \beta_{01} \\ \Delta\beta = \frac{2\pi}{\Lambda_{eff}} - \beta_l - \beta_{01} \\ \frac{dB_{01}(z)}{dz} - i \sum_{l=1}^{+\infty} \Omega_{l,01} A_l(z) e^{i\Delta\beta z} = 0 \\ \frac{dA_{01}(z)}{dz} + i \sum_{l=1}^{+\infty} \Omega_{l,01} B_l(z) e^{-i\Delta\beta z} = 0 \end{array} \right. \quad (2.26)$$

Pour un couplage entre modes co-propagatifs, on a :

$$\left\{ \begin{array}{l} K_{eff} = \frac{2\pi}{\Lambda_{eff}} = \beta_l - \beta_{01} \\ \Delta\beta = -\frac{2\pi}{\Lambda_{eff}} + \beta_l - \beta_{01} \\ \frac{dB_{01}(z)}{dz} - i \sum_{l=1}^{+\infty} \Omega_{l,01} B_l(z) e^{+i\Delta\beta z} = 0 \\ \frac{dA_{01}(z)}{dz} + i \sum_{l=1}^{+\infty} \Omega_{l,01} A_l(z) e^{-i\Delta\beta z} = 0 \end{array} \right. \quad (2.27)$$

2.2.3 Représentation schématique des différents types de couplage

Couplage entre les deux modes guidés contra-propagatifs

En représentant sur un même axe les constantes de propagation β associées aux différents modes guidés et de gaine d'une fibre optique monomode, l'utilisation de la condition d'accord de phase permet d'aboutir à une représentation schématique claire des différents types de couplage au sein d'un réseau de Bragg [41] [37].

Ainsi, la Figure 2.2 montre le cas du couplage entre les deux modes guidés contra-propagatifs d'une fibre monomode par un réseau de Bragg de période Λ_{eff} (et de vecteur réseau \vec{K}_{eff}) à une longueur d'onde nominale λ_0 .

Couplage entre le mode guidé et un mode de gaine contra-directif

Pour que le couplage puisse se produire entre le mode fondamental guidé et un mode de gaine contra-directif, deux solutions sont possibles.

La première consiste à diminuer la longueur d'onde λ_0 . De la sorte, les constantes de propagation associées à chaque mode croissent tandis que le vecteur réseau conserve la même amplitude. Ainsi, pour certaines longueurs d'onde inférieures à λ_0 , il va y avoir accord de phase entre le mode fondamental co-propagatif et un mode de gaine contra-directif particulier.

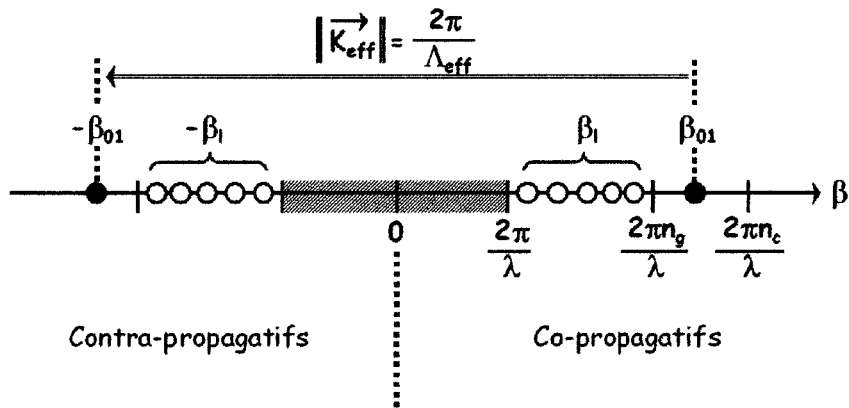


Fig. 2.2: Représentation schématique du couplage entre les deux modes guidés contra-directifs d'une fibre optique monomode.

Une autre solution consiste, en maintenant la longueur d'onde à sa valeur nominale λ_0 , à augmenter la valeur de la période Λ_{eff} du réseau de Bragg. Comme précédemment, pour certaines valeurs de cette période, le vecteur réseau va respecter la condition d'accord de phase vers les modes de gaine contra-directifs. Ce type de couplage est représenté à la Figure 2.3.

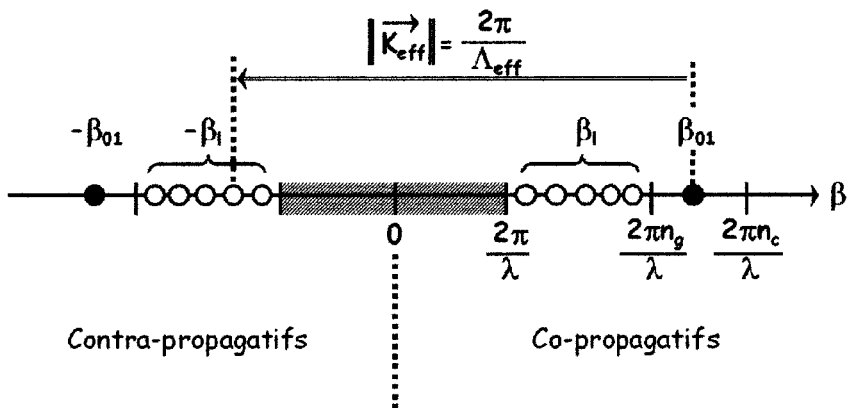


Fig. 2.3: Représentation schématique du couplage entre le mode guidé co-propagatif d'une fibre optique monomode et un mode de gaine contra-propagatif.

Les situations décrites par les Figures 2.2 et 2.3 correspondent aux situations que l'on rencontre avec des réseaux de Bragg dits à pas court.

Couplage entre le mode guidé et un mode de gaine co-propagatif

Enfin, si la période du réseau de Bragg est très élevée, on va se trouver dans le cas d'un couplage entre le mode guidé et un mode de gaine co-propagatif (cf. Figure 2.4). De nouveau, en modifiant la longueur d'onde ou la période du réseau, on peut changer l'ordre du mode de gaine pour lequel la condition d'accord de phase pour un couplage avec le mode guidé co-propagatif est vérifiée. Ce couplage entre modes co-propagatifs est caractéristique des réseaux de Bragg dits à pas long.

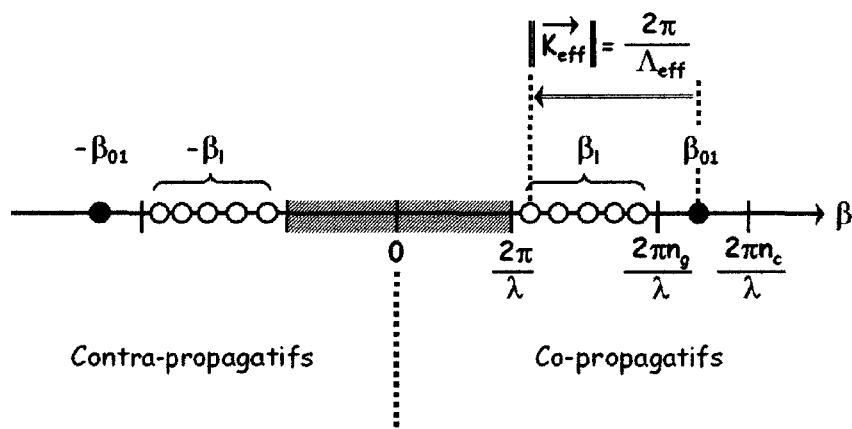


Fig. 2.4: Représentation schématique du couplage entre le mode guidé co-propagatif d'une fibre optique monomode et un mode de gaine co-propagatif.

2.3 Couplage du mode guidé vers le continuum de modes radiatifs

Un dernier type de couplage concerne celui entre le mode guidé et le continuum des modes radiatifs. Il n'a pas été traité dans la formulation théorique du couplage entre modes que nous avons présenté jusqu'ici. Le traitement de cette situation particulière nécessite des outils théoriques différents qui sont généralement présentés comme une analyse mathématique du passage de l'état discret (les modes guidés et de gaine) à un état continu (la base des modes radiatifs). Cette étude a été présentée dans de nombreuses références [41][37]. Aux chapitres II-4 et

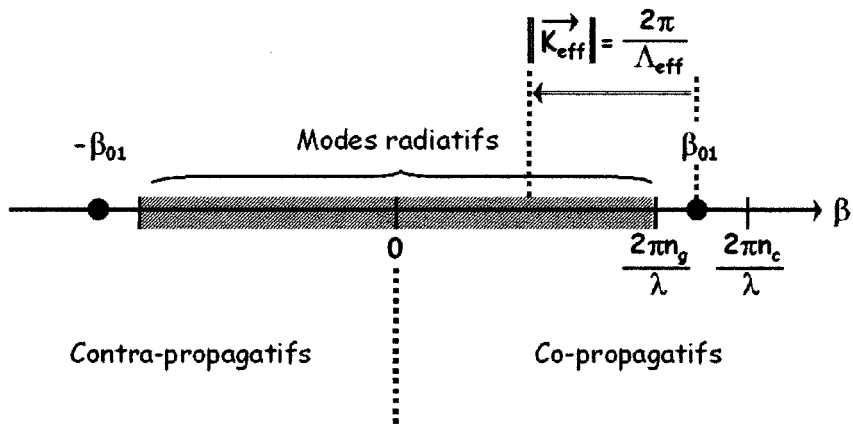


Fig. 2.5: Représentation schématique du couplage entre le mode guidé co-propagatif d'une fibre optique monomode et le continuum des modes radiatifs lorsqu'il y a adaptation d'indice entre la gaine optique et le milieu extérieur.

II-5, nous présentons deux autres approches qui ont été retenues pour modéliser le couplage aux modes radiatifs. Toutefois, ce type de couplage peut toujours être envisagé de façon schématique avec les diagrammes de constantes de propagation du paragraphe précédent et la condition d'accord de phase.

Si l'indice de réfraction du milieu entourant la gaine optique est égal à 1, alors, lorsque la constante de propagation β_l d'un mode est inférieure à $\frac{2\pi}{\lambda}$, celui-ci fuit vers le milieu extérieur. On parle alors de modes radiatifs. Ces modes n'étant plus résonants, le caractère discret qui prévaut pour les modes guidés et de gaine disparaît. Les modes radiatifs forment un continuum. Le même cas de figure se retrouve si l'indice extérieur est égal à celui de la gaine optique. Dans ce cas, les modes de gaine n'existent plus (la cavité formée par la gaine a disparu) et sont remplacés par des modes radiatifs. La Figure 2.5 illustre le cas d'un couplage co-propagatif entre le mode guidé et le continuum de modes radiatifs lorsqu'il y a adaptation d'indice entre la gaine et le milieu extérieur (ou lorsque la gaine s'étend à l'infini).

Chapitre 3

Modélisation de la réponse spectrale de réseaux de Bragg à pas court uniformes ou non uniformes longitudinalement

Dans ce Chapitre, nous présentons les méthodes permettant de modéliser la réponse spectrale de réseaux de Bragg uniformes ou non uniformes longitudinalement. Nous nous limitons notre étude au couplage entre les deux modes guidés fondamentaux co- et contra-propagatif.

3.1 Modélisation de la réponse spectrale d'un réseau de Bragg à pas court uniforme

3.1.1 Les équations de couplage

Dans le cas d'un réseau de Bragg à pas court uniforme et sans inclinaison des traits, le couplage entre les deux modes fondamentaux contra-directifs d'une fibre monomode est décrit par les équations de couplage suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dB_{01}(z)}{dz} - i \Omega_{01,01} A_{01}(z) e^{i \Delta \beta z} = 0 \\ \frac{dA_{01}(z)}{dz} + i \Omega_{01,01} B_{01}(z) e^{-i \Delta \beta z} = 0 \\ \Delta \beta = K_{eff} - \beta_{01} - \beta_{01} \\ \Omega_{01,01} = \frac{\pi \Delta n_{mod}}{\lambda} \frac{\int_{\Phi=0}^{2\pi} \int_{r=-r_c}^{r_c} |\vec{\mathcal{E}}_{01}(r, \Phi)|^2 r dr d\Phi}{\int_{\Phi=0}^{2\pi} \int_{r=-\infty}^{\infty} |\vec{\mathcal{E}}_{01}(r, \Phi)|^2 r dr d\Phi} = \frac{\pi \Delta n_{mod}}{\lambda} \eta \end{array} \right. \quad (3.1)$$

où η correspond au facteur de confinement du mode fondamental, c'est-à-dire au rapport entre l'énergie guidée dans le coeur de la fibre et l'énergie totale véhiculée par le mode.

En posant $X=A_{01}$ ou B_{01} , le développement des deux équations différentielles couplées amène à résoudre deux équations différentielles du second ordre :

$$\frac{d^2 X(z)}{dz^2} - i \Delta \beta \frac{dX(z)}{dz} - \Omega_{01,01} X(z) = 0 \quad (3.2)$$

3.1.2 Résolution des équations de couplage

La résolution de ces deux équations différentielles permet d'obtenir les paramètres qui caractérisent la réponse spectrale du réseau autour de la résonance de Bragg, à savoir les coefficients de réflexion $R(\lambda)$ et de transmission $T(\lambda)$ en fonction de la longueur d'onde :

$$\left\{ \begin{array}{l} R(\lambda) = \frac{\Omega_{01,01}^2 \sinh^2(\gamma L_r)}{-\Delta \beta^2 + \Omega_{01,01}^2 \cosh^2(\gamma L_r)} \\ T(\lambda) = \frac{\gamma^2}{-\Delta \beta^2 + \Omega_{01,01}^2 \cosh^2(\gamma L_r)} \\ \gamma^2 = \Omega_{01,01}^2 - \Delta \beta^2 \end{array} \right. \quad (3.3)$$

où L_r désigne la longueur du réseau de Bragg.

A la longueur d'onde dite de Bragg, on a $\Delta \beta = 0$. Par conséquent, les coefficients de transmission et de réflexion à cette longueur d'onde deviennent :

$$\left\{ \begin{array}{l} R(\lambda_{Bragg}) = \tanh^2(\Omega_{01,01} L_r) \\ T(\lambda_{Bragg}) = \frac{1}{\cosh^2(\Omega_{01,01} L_r)} \\ \lambda_{Bragg} = 2 n_{eff}^{01} \Lambda_{eff} \end{array} \right. \quad (3.4)$$



Lorsque γ^2 est négatif, les fonctions hyperboliques sont remplacées par des fonctions trigonométriques classiques.

3.1.3 Illustrations

Partant de ces expressions analytiques des coefficients de transmission et de réflexion, il est possible de déterminer l'influence des paramètres principaux que sont la longueur du réseau et l'amplitude de modulation d'indice sur les caractéristiques de la réponse spectrale : la largeur à mi-hauteur, la largeur de bande ou la valeur de la réflexion à la longueur d'onde de Bragg.

A titre d'exemple, la Figure 3.1 représente le coefficient de réflexion spectrale pour différentes combinaisons des paramètres d'entrée.

Une étude complète de l'influence de la longueur du réseau et de l'amplitude de modulation d'indice a été conduite par C. Martinez [105]. La Figure 3.1 permet de faire deux remarques. Tout d'abord, on constate que la largeur de bande pour un réseau non saturé est inversement proportionnelle à sa longueur. Théoriquement, on peut montrer que la largeur de bande, c'est-à-dire l'écart spectral entre les deux premiers zéros de réflexion, est donnée par la relation [71] :

$$\Delta\lambda_{FW} = \frac{\lambda_{Bragg}}{n_c L_r} \sqrt{\lambda_{Bragg}^2 + (\Delta n_{mod} \eta L_r)^2} \quad (3.5)$$

Lorsque $\Delta n_{mod} \eta L_r \ll \lambda_{Bragg}$, soit lorsque le réseau n'est pas saturé, cette relation devient :

$$\Delta\lambda_{FW} \simeq \frac{\lambda_{Bragg}^2}{n_c L_r} \quad (3.6)$$

La largeur de bande est donc bien inversement proportionnelle à la longueur du réseau.

Ceci n'est plus vrai lorsque le réseau est saturé. En effet, dans ce cas, $\Delta n_{mod} \eta L_r \gg \lambda_{Bragg}$ et la relation précédente devient :

$$\Delta\lambda_{FW} = \frac{\lambda_{Bragg} \Delta n_{mod} \eta}{n_c} \quad (3.7)$$

La largeur de bande est alors indépendante de la longueur du réseau et directement proportionnelle à l'amplitude de modulation d'indice.

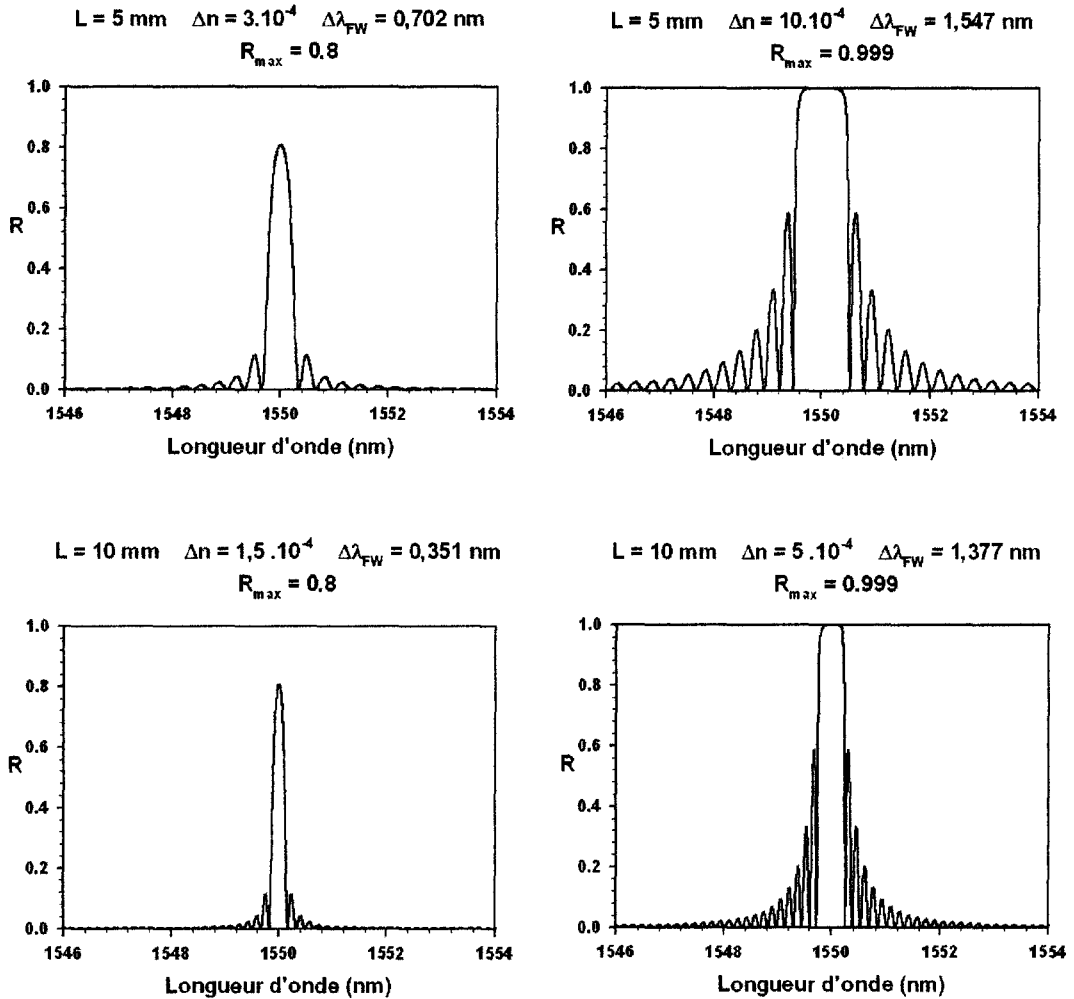


Fig. 3.1: Réflexion spectrale de réseaux de Bragg uniformes à pas court pour deux longueurs (5 mm et 10 mm) ainsi que pour deux valeurs du coefficient de réflexion à la résonance (0,8 et 0,999) ; on donne dans chaque cas la valeur de la largeur de bande de la résonance de Bragg. Seul le couplage entre les deux modes guidés fondamentaux a été pris en compte.

3.2 Modélisation de la réponse spectrale d'un réseau de Bragg à pas court non uniforme longitudinalement

3.2.1 Principe de la méthode matricielle

Il n'existe pas de forme analytique simple pour les coefficients de transmission et de réflexion d'un réseau de Bragg dont le profil de modulation d'indice n'est pas uniforme longitudinalement. La méthode couramment utilisée pour modéliser la réponse de réseaux à pas variable, de réseaux apodisés ou de réseaux à saut de phase a été proposée par Yamada *et al.* : il s'agit d'une méthode matricielle [167]. Elle consiste à décomposer le réseau de Bragg non uniforme longitudinalement en N sous-réseaux considérés, eux, comme uniformes. On réalise donc un échantillonnage du profil de modulation d'indice du réseau de Bragg. Les amplitudes des deux modes contra-propagatifs (cas d'un réseau à pas court) sont déterminées en entrée et en sortie du sous-réseau via les expressions analytiques des coefficients de transmission et de réflexion obtenues par la théorie des modes couplés. Les valeurs de sortie des amplitudes servent de paramètres d'entrée au sous-réseau adjacent.

Soient $E_{k+}(0)$, $E_{k-}(0)$, $E_{k+}(L_k)$ et $E_{k-}(L_k)$ les amplitudes respectives des champs co- et contra-propagatifs en entrée du $k^{ième}$ sous-réseau de longueur L_k et celles des champs co- et contra-propagatifs en sortie. Elles sont reliées entre elles par la relation matricielle suivante :

$$\begin{pmatrix} E_{k+}(0) \\ E_{k-}(0) \end{pmatrix} = [F_k] \begin{pmatrix} E_{k+}(L_k) \\ E_{k-}(L_k) \end{pmatrix} \quad (3.8)$$

La matrice de transfert F est donnée par [167][105] :

$$[F_k] = \begin{pmatrix} F_k^{11} = \cosh(\gamma_k L_k) + \frac{i \Delta \beta_k L_k \sinh(\gamma_k L_k)}{\gamma_k L_k} & F_k^{12} = -i \Omega_k^{01,01} L_k \frac{\sinh(\gamma_k L_k)}{\gamma_k L_k} \\ F_k^{21} = (F_k^{12})^* & F_k^{22} = (F_k^{11})^* \end{pmatrix} \quad (3.9)$$

où $\gamma_k = \Omega_k^{01,01} - \left(\frac{2\pi}{\Lambda_k} - 2\beta_k^{01}\right)$ avec Λ_k la période du sous-réseau, $\Omega_k^{01,01}$ le coefficient de couplage entre les deux modes fondamentaux contra-directifs et β_k^{01} leur constante de propagation.

En appliquant cette relation matricielle sur l'ensemble du réseau de longueur L_r , on arrive à :

$$\begin{pmatrix} E_+(0) \\ E_-(0) \end{pmatrix} = [F] \begin{pmatrix} E_+(L) \\ E_-(L) \end{pmatrix} = \prod_{k=1}^N [F_k] \begin{pmatrix} E_+(L) \\ E_-(L) \end{pmatrix} \quad (3.10)$$

Les coefficients $T(\lambda)$ et $R(\lambda)$ sont alors donnés par :

$$\begin{cases} T(\lambda) = \left| \frac{1}{F^{11}(\lambda)} \right|^2 \\ R(\lambda) = \left| \frac{F^{21}(\lambda)}{F^{11}(\lambda)} \right|^2 \end{cases} \quad (3.11)$$

3.2.2 Illustration par la modélisation de réseaux de Bragg apodisés

Sur la Figure 3.3, nous illustrons l'utilisation de la méthode matricielle pour la modélisation de la réflexion de Bragg d'un réseau à pas court présentant un profil de modulation d'indice de type gaussien sans modification de l'indice moyen le long du réseau (cf. Figure 3.2). Le sommet de la gaussienne se trouve au centre du réseau. Les paramètres de la simulation sont : $r_c = 4,5 \mu m$; $r_g = 62,5 \mu m$; $n_c = 1,462 \mu m$; $n_g = 1,457$; $L_r = 16,5 mm$; $\Delta n_{mod} = 0,00021$. Par comparaison au spectre d'un réseau à pas court uniforme de même réflectivité et de même largeur à mi-hauteur, on remarque nettement la réduction de l'amplitude des lobes secondaires sous l'effet de l'apodisation du profil d'indice. Cette atténuation des lobes secondaires de diffraction avec les réseaux apodisés est exploitée au Chapitre IV-3 pour optimiser la réponse du système de démodulation par filtrage linéaire.

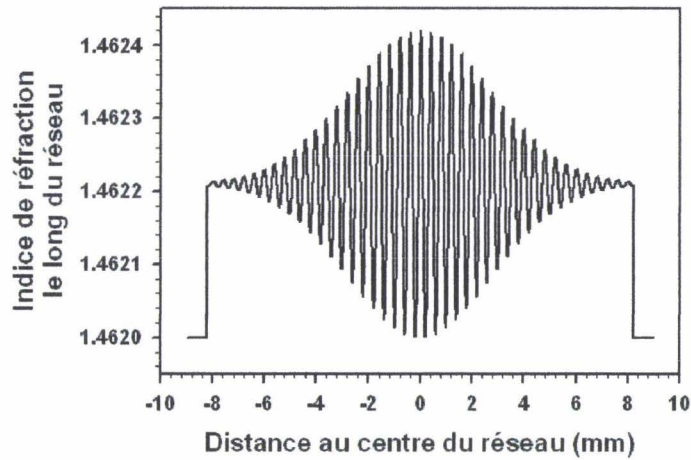


Fig. 3.2: Représentation schématique du profil de modulation d'indice de type gaussien d'un réseau de Bragg apodisé (sans modification de l'indice de réfraction moyen le long du réseau).

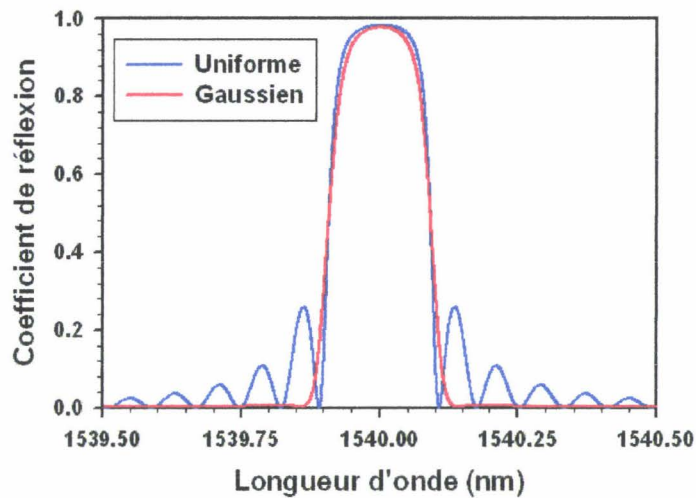


Fig. 3.3: Comparaison entre les réponses spectrales en réflexion d'un réseau de Bragg uniforme et d'un réseau de Bragg apodisé à l'aide d'une fonction de type gaussienne (sans changement de l'indice de réfraction moyen le long du réseau). Les caractéristiques des réseaux sont : $R_{\max} \simeq 98\%$ et $\Delta\lambda_{FWMH} \simeq 180\text{ pm}$ et les calculs sont effectués par la méthode matricielle (80 sous-réseaux).

Chapitre 4

Modélisation de la réponse spectrale de réseaux de Bragg à traits inclinés placés dans l'air ou dans un milieu adaptateur d'indice

4.1 Cas du réseau de Bragg à traits inclinés dans l'air

4.1.1 Présentation du logiciel FOGS-BG

Le logiciel de simulation FOGS-BG, développé par la société Apollo Photonics, permet de modéliser la réponse spectrale de tous types de réseaux de Bragg à pas court : réseaux apodisés, à pas variable ou à saut de phase. Il offre surtout la possibilité de travailler sur les réseaux de Bragg à traits inclinés, ce qui nous intéresse plus particulièrement. Ce logiciel est basé sur la méthode matricielle présentée au chapitre précédent. La réponse de chaque sous-réseau est déterminée à partir des équations de la théorie des modes couplés.

Par rapport à la méthode matricielle développée au laboratoire, cet outil pré-

sente l'avantage de pouvoir prendre en compte non seulement le couplage entre les modes fondamentaux contra-directifs mais surtout le couplage vers les modes de gaine de la fibre. Il intègre en outre un algorithme de calcul des caractéristiques des modes guidés et de gaine (indices effectifs, facteur de recouvrement). Les modes pris en compte dans les calculs correspondent aux deux premières familles de modes linéairement polarisés LP_{0m} et LP_{1n} (ou leurs équivalents sur la base des modes HE-EH). En outre, il est possible de définir de façon arbitraire les profils d'indice et de photosensibilité de la fibre optique.

4.1.2 Application au cas des réseaux de Bragg à traits inclinés

Nous avons utilisé ce logiciel principalement pour l'étude du couplage entre le mode fondamental et les modes de gaine dans le cas de réseaux de Bragg à traits inclinés. Il nous a permis de modéliser la réponse spectrale des réseaux inscrits au laboratoire avec un montage interférométrique à miroir de Lloyd. L'étude des propriétés spectrales des réseaux de Bragg à traits inclinés est menée dans la troisième partie de ce manuscrit, avec une comparaison précise entre résultats théoriques et expérimentaux. Nous nous contentons dans ce paragraphe d'illustrer l'utilisation de ce logiciel par la modélisation de la réponse spectrale en transmission (avec prise en compte des modes de gaine) de deux réseaux de Bragg : un réseau de Bragg à pas court uniforme (cf. Figure 4.1) et un réseau de Bragg à traits inclinés (cf. Figure 4.2).

4.1.3 Limitations du logiciel FOGS-BG

Pour l'étude des réseaux à traits inclinés, le logiciel FOGS-BG présente trois limitations majeures. Tout d'abord, il ne permet de travailler que sur deux familles de modes de gaine (LP_{0m} et LP_{1n}). Dans certaines situations, en particulier pour des réseaux présentant une forte modulation d'indice, le couplage vers des familles d'ordres plus élevés peut intervenir et influencer significativement sur la réponse spectrale expérimentale. Un autre inconvénient provient de l'impossibilité de prendre en compte le couplage vers le continuum des modes radiatifs. Ceci empêche la modélisation de réseaux à traits inclinés lors de l'adaptation d'in-

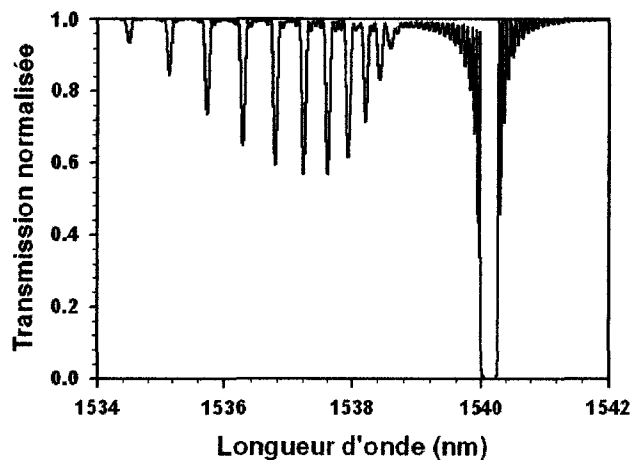


Fig. 4.1: Modélisation avec le logiciel FOGS-BG de la réponse spectrale en transmission d'un réseau de Bragg uniforme à pas court (sans inclinaison des traits) avec prise en compte des modes de gaine. Les paramètres de modélisation sont : $r_c=5 \mu\text{m}$, $r_{g1}=15 \mu\text{m}$, $r_{g2}=62,5 \mu\text{m}$; $n_c=1,462$, $n_{g1}=1,458$, $n_{g2}=1,4582$; $\lambda_{\text{Bragg}}=1540 \text{ nm}$; $\Delta n_{\text{mod}}=3 \times 10^{-4}$; $L_r=10 \text{ mm}$; 25 modes de gaine.

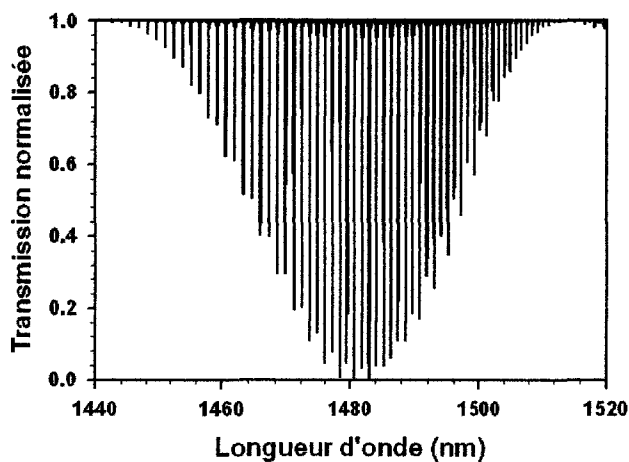


Fig. 4.2: Modélisation avec le logiciel FOGS-BG de la réponse spectrale en transmission d'un réseau de Bragg uniforme à pas court et à traits inclinés ($\theta=11^\circ$), placé dans l'air, avec prise en compte des modes de gaine. Les paramètres de modélisation sont : $r_c=5 \mu\text{m}$, $r_{g1}=15 \mu\text{m}$, $r_{g2}=62,5 \mu\text{m}$; $n_c=1,462$, $n_{g1}=1,458$, $n_{g2}=1,4582$; $\lambda_{\text{Bragg}}=1540 \text{ nm}$; $\Delta n_{\text{mod}}=5 \times 10^{-4}$; $L_r=10 \text{ mm}$; 130 modes de gaine.

dice entre la gaine optique et le milieu extérieur. Enfin, si ce logiciel permet de prendre en compte des profils d'indice à trois couches et donc permet, *a priori*, de simuler l'influence sur les coefficients de couplage entre le mode guidé et de gaine de l'indice extérieur, dans la pratique, les résultats lorsque l'indice est proche de l'indice effectif du mode gaine (écart de l'ordre de 10^{-2}) ne sont pas probants. En effet, dans ce cas, l'évolution de la valeur calculée du coefficient de couplage avec l'indice de réfraction du milieu extérieur n'évolue pas de façon continue : on ne peut caractériser la zone de décroissance avec l'indice de réfraction extérieur.

4.2 Cas du réseau de Bragg à traits inclinés dans un milieu adaptateur d'indice

4.2.1 Introduction

Dans ce paragraphe, nous allons présenter les bases mathématiques du modèle proposé par M. J. Holmes, R. Kashyap et R. Wyatt [63] pour modéliser la réponse spectrale de réseaux de Bragg à traits inclinés placés dans un milieu adaptateur d'indice, c'est-à-dire modéliser le couplage du mode guidé fondamental vers le continuum des modes radiatifs. Ce modèle n'est pas basé sur la théorie des modes couplés : il consiste à assimiler le réseau de Bragg à traits inclinés à un ensemble d'antennes et à étudier leur comportement diffractif dans le cadre de l'approximation de Fraunhofer. On prend également en compte la décroissance de l'amplitude du champ électrique au cours de sa propagation le long du réseau. Cependant, en faisant l'hypothèse que la gaine de la fibre optique s'étend à l'infini, il ne considère pas le couplage entre le mode guidé et les modes de gaine, donc les réflexions et les réfractions à l'interface gaine/milieu extérieur.

Par contre, il permet de modéliser le spectre de pertes radiatives et d'établir le lien avec les paramètres du réseau et de la fibre utilisée pour l'inscription. Il explique en particulier le caractère disymétrique du spectre de couplage vers les modes radiatifs et permet de prédire la largeur à mi-hauteur. Ce modèle constitue donc un outil important pour la conception et l'optimisation des filtres à réseaux de Bragg à traits inclinés. Nous illustrons son utilisation dans la quatrième partie de ce manuscrit pour la modélisation de réseaux de Bragg à traits inclinés utilisés

comme filtres linéaires dans un système de démodulation de la réponse de réseaux de Bragg transducteurs.

4.2.2 Développement théorique

Expression de la perturbation générée par le réseau

On commence par décrire le réseau comme équivalent à une perturbation cosinusoidale appliquée à la constante diélectrique du matériau constituant la fibre :

$$\delta\varepsilon(x, y, z) = 2 n_g \Delta n_{\text{mod}} W(x, y) \cos [K (x \sin \theta - z \cos \theta)] \quad (4.1)$$

où n_g désigne l'indice de réfraction de la gaine, Δn_{mod} l'amplitude de modulation d'indice, K le vecteur associé au réseau (de période Λ), θ l'angle d'inclinaison des traits par rapport à l'axe de la fibre et $W(x, y)$ une fonction de fenêtrage (sans dimension) définissant l'extension radiale de la modulation d'indice. Cette fonction de fenêtrage permet par exemple de prendre en compte les cas de réseaux à traits inclinés inscrits dans tout le coeur ou bien dans le coeur et une partie de la gaine optique, avec éventuellement un profil de photosensibilité non uniforme radialement.

En développant le terme en cosinus puis en utilisant les développements en série des fonctions trigonométriques sur les fonctions de Bessel [2], on fait évoluer l'expression de la perturbation, et après passage en coordonnées cylindriques (r, Φ, z) , on obtient :

$$\left\{ \begin{array}{l} \delta\varepsilon(r, \Phi, z) = 2 n_g \Delta n_{\text{mod}} W(r, \Phi) \\ \times \left\{ \cos \left(\frac{2\pi z \cos \theta}{\Lambda} \right) \left[J_0(\gamma r) + 2 \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k J_{2k}(\gamma r) \cos(2k\Phi) \right] \right. \\ \left. + \sin \left(\frac{2\pi z \cos \theta}{\Lambda} \right) \left[2 \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k J_{2k+1}(\gamma r) \cos((2k+1)\Phi) \right] \right\} \end{array} \right. \quad (4.2)$$

avec $\gamma = \frac{2\pi \sin \theta}{\Lambda}$ et J_k une fonction de Bessel de première espèce d'ordre entier k . Pour obtenir cette expression, nous avons utilisé la relation : $x = r \cos \Phi$.

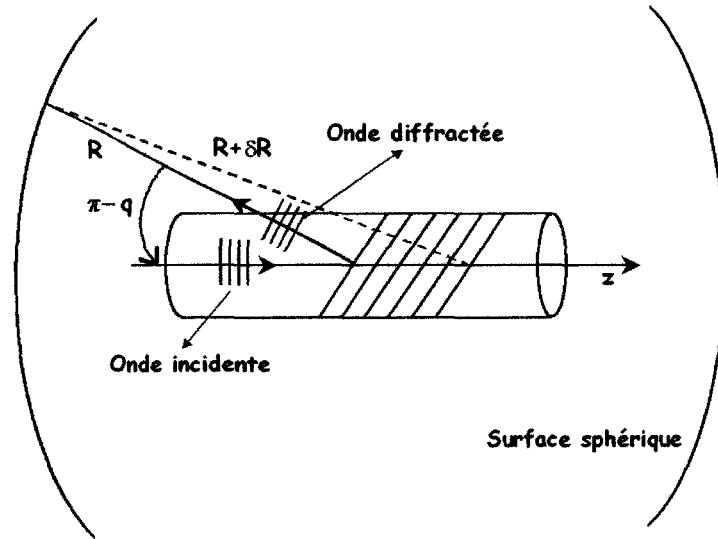


Fig. 4.3: Diffraction par un réseau de Bragg à traits inclinés sur une surface sphérique.

Expression générale de la puissance diffractée par le réseau

Une perturbation d'indice dans une fibre optique produit un phénomène de diffraction [141] [139]. Le champ diffracté est proportionnel au produit du champ électrique à l'endroit de la perturbation par la perturbation appliquée à la permittivité diélectrique. Pour calculer la réponse spectrale du filtre, on considère que le réseau est compris dans un cylindre et on fait la somme de la puissance s'en échappant (cf. Figure 4.3). On calcule en fait la puissance reçue par une sphère de rayon R , de centre O ($x=0, y=0, z=0$) englobant la totalité du réseau.

La puissance diffractée par le réseau et intégrée sur la sphère est donnée par :

$$P_{\text{diff}}(\lambda) = \int_{\Phi=0}^{2\pi} \int_{q=0}^{\pi} R^2 S_{\text{diff}}(R, \Phi, q, \lambda) \sin(q) dq d\Phi \quad (4.3)$$

La norme du vecteur de Poynting S_{diff} est proportionnelle au carré de l'amplitude du champ électrique diffracté par le réseau de Bragg :

$$S_{\text{diff}}(R, \Phi, q, \lambda) = \frac{1}{2} n_g \left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_0} \right)^{\frac{1}{2}} |E_{\text{diff}}(R, \Phi, q, \lambda)|^2 \quad (4.4)$$

Quant à l'amplitude du champ électrique diffracté, elle est reliée à l'amplitude du champ électrique incident et à la perturbation selon :

$$E_{\text{diff}}(R, \Phi, q, \lambda) = \frac{k^2 e^{i k n_g R}}{4 \pi R} \iiint e^{i k n_g \delta R} \delta \varepsilon(x, y, z) E_{\text{inc}}(x, y, z) dx dy dz \quad (4.5)$$

E_{inc} correspond au champ électrique incident sur le réseau, $R + \delta R$ la distance séparant le point (x, y, z) du réseau et le point (R, Φ, q) sur la surface de la sphère, k la norme du vecteur d'onde ($= 2\pi/\lambda$).

Dans le cas où R est suffisamment grand (approximation de Fraunhofer), δR est donné par [63] :

$$\delta R \simeq -x \cos \Phi \sin q - y \sin \Phi \sin q + z \cos q \quad (4.6)$$

Expression du champ incident au cours de sa propagation dans le réseau

Un filtre à réseau de Bragg à traits inclinés possède la propriété de supprimer une grande partie, voire la totalité, de l'énergie associée à une longueur d'onde donnée. Aussi est-il raisonnable de supposer que le champ incident n'est pas constant sur toute la longueur du réseau lorsque l'on réalise l'intégration donnant E_{diff} (cf. Equation (4.5)). Par conséquent, il est nécessaire de disposer d'une expression au premier ordre (au moins) de la décroissance du champ incident le long du réseau. Pour cela on considère une tranche infinitésimale du réseau, d'épaisseur dz . On néglige la diffraction par le reste du réseau et on considère que la seule puissance entrant dans cette tranche correspond au mode fondamental. Alors, en utilisant le principe de conservation de l'énergie :

$$P_{\text{inc}}(z) = P_{\text{diff}} + P_{\text{inc}}(z + dz) \quad (4.7)$$

On considère maintenant un unique terme dans l'expression (4.2) de la perturbation (par exemple, $\cos\left(\frac{2\pi z \cos \theta}{\Lambda}\right) J_0(\gamma r)$). En utilisant les équations (4.5), (4.4) et (4.3), la puissance diffractée associée à ce terme est de la forme [63] :

$$P_{\text{diff}}(z) = \alpha' P_{\text{inc}}(z) \cos^2 \left(\frac{2\pi z \cos \theta}{\Lambda} \right) dz \quad (4.8)$$

α' est un terme de proportionnalité qui dépend à la fois de la longueur d'onde et de la distribution transverse du profil de modulation d'indice et du champ incident. En combinant les équations (4.7) et (4.8), on obtient l'équation différentielle suivante :

$$\frac{dP_{\text{inc}}(z)}{dz} = \alpha' \cos^2 \left(\frac{2\pi z \cos \theta}{\Lambda} \right) P_{\text{inc}}(z) \quad (4.9)$$

La solution de cette équation différentielle est de la forme :

$$P_{\text{inc}}(z) = P_{\text{inc}}(0) \exp \left[-\frac{\alpha' z}{2} \left(1 + \frac{\Lambda}{4\pi z \cos \theta} \sin \left(\frac{4\pi z \cos \theta}{\Lambda} \right) \right) \right] \quad (4.10)$$

Pour des valeurs de z très grandes devant la période du réseau Λ , le comportement oscillant lié au terme en sinus dans l'exponentielle devient négligeable. Tout se passe alors comme si on avait une atténuation constante par unité de longueur. Soit :

$$P_{\text{inc}}(z) \simeq P_{\text{inc}}(0) \exp \left[-\frac{\alpha' z}{2} \right] \quad (4.11)$$

En négligeant la composante longitudinale du champ (condition de faible guidage), la norme du champ incident sur le réseau s'exprime par :

$$E_{\text{inc}}(x, y, z) \simeq E_0(x, y) e^{[-(i\beta_0 + \alpha)z]} \quad (4.12)$$

avec $\alpha = \alpha'/4$, β_0 désignant la constante de propagation du mode fondamental et E_0 la distribution transverse du champ associé.

Si on prend en compte tous les termes de l'équation (4.2), l'équation (4.10) n'est modifiée qu'au niveau du terme α et par l'ajout d'un terme en quadrature avec le sinus. Comme ces termes oscillants sont ensuite négligés, l'expression 4.12 du champ incident n'est modifiée qu'au travers de l'expression de α .

Expression approchée de la puissance diffractée par le réseau

On reprend l'équation (4.5) et on remplace $\delta\varepsilon$ par son expression (4.1) et E_{inc} par la relation (4.12) :

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{\text{diff}}(R, \Phi, q, \lambda) = \frac{k^2 n_g \Delta n_{\text{mod}} e^{i k n_g R}}{2 \pi R} \\ \quad \times \iint_{(x,y)} [W(x, y) E_0(x, y) e^{i k n_g (-x \cos \Phi \sin q - y \sin \Phi \sin q)} \\ \quad \times \int_{z=0}^{L_r} e^{[-(i \beta_0 + \alpha)z]} e^{i k n_g z \cos q} \cos [K (x \sin \theta - z \cos \theta)] dz \end{array} \right] dx dy \quad (4.13)$$

On définit la fonction suivante :

$$I_{L_r}(x, q) = \int_{z=0}^{L_r} e^{[-(i \beta_0 - \alpha + i k n_g \cos q)z]} \cos [K (x \sin \theta - z \cos \theta)] dz \quad (4.14)$$

ainsi que :

$$\Gamma = \frac{k^2 n_g \Delta n_{\text{mod}} e^{i k n_g R}}{2 \pi} \quad (4.15)$$

Alors :

$$E_{\text{diff}}(R, \Phi, q, \lambda) = \frac{\Gamma}{R} \iint_{(x,y)} I_{L_r}(x, q) W(x, y) E_0(x, y) e^{i k n_g (-x \cos \Phi \sin q - y \sin \Phi \sin q)} dx dy \quad (4.16)$$

On définit ensuite ν_1 et ν_2 de la façon suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \nu_1(q) = -\beta_0 + k n_g \cos q - \frac{2 \pi \cos \theta}{\Lambda} \\ \nu_2(q) = -\beta_0 + k n_g \cos q + \frac{2 \pi \cos \theta}{\Lambda} \end{array} \right. \quad (4.17)$$

On peut alors montrer que $I_{L_r}(x)$ est égal à :

$$I_{L_r}(x, q) = \frac{1}{2} \left[e^{i \gamma x} \frac{e^{(i \nu_1 - \alpha)L} - 1}{i \nu_1 - \alpha} + e^{-i \gamma x} \frac{e^{(i \nu_2 - \alpha)L} - 1}{i \nu_2 - \alpha} \right] \quad (4.18)$$

En définissant maintenant la fonction I_{coeur} par :

$$I_{coeur}(q, \Phi) = \iint_{(x,y)} W(x, y) E_0(x, y) e^{i[x(\gamma - k n_g \cos \Phi \sin q) - y k n_g \sin \Phi \sin q]} dx dy \quad (4.19)$$

on arrive à l'expression finale suivante pour le champ diffracté :

$$E_{diff}(R, \Phi, q, \lambda) = \frac{\Gamma}{2R} \frac{e^{(i\nu_2 - \alpha)L} - 1}{i\nu_2 - \alpha} I_{coeur}(q, \Phi) \quad (4.20)$$

Dans cette expression, les auteurs négligent le terme en ν_1 . Ils expliquent cette approximation par le fait que la relation $\nu_1(q) = 0$ correspondrait à la condition d'accord de phase pour le cas d'un couplage entre deux modes co-propagatifs. Au contraire, $\nu_2(q) = 0$ correspondrait à la condition d'accord de phase pour le cas d'un couplage entre deux modes contra-propagatifs. Comme ces auteurs ne cherchent à modéliser que le cas d'un couplage entre des modes contra-propagatifs, ils ne considèrent que le terme ν_2 .

Or, comme q appartient à l'intervalle de valeurs $[0; \pi]$, $\nu_2(q) = 0$ correspond indifféremment à la condition d'accord de phase pour le cas d'un couplage entre deux modes co-propagatifs ou entre deux modes contra-propagatifs. Le type de couplage dépend uniquement de la valeur de Λ . En effet, la condition $\nu_2(q) = 0$ est équivalente à :

$$\cos q = \frac{\beta_0 - \frac{2\pi \cos \theta}{\Lambda}}{k n_g} \quad (4.21)$$

Par conséquent, si $\beta_0 - \frac{2\pi \cos \theta}{\Lambda} < 0$, c'est-à-dire $\Lambda < \frac{2\pi \cos \theta}{\beta_0} = \frac{\lambda \cos \theta}{n_{eff}^0}$ (avec n_{eff}^0 l'indice effectif du mode guidé fondamental), alors $\cos q$ est négatif et $q \in [\frac{\pi}{2}; \pi]$. Donc, le couplage ne peut avoir lieu qu'entre le mode guidé fondamental co-directif et un mode de gaine contra-directif. En prenant $n_{eff}^0 = 1,46$, $\theta = 0^\circ$ et $\lambda = 1550 \text{ nm}$, alors la condition $\Lambda < \frac{\lambda \cos \theta}{n_{eff}^0}$ donne : $\Lambda < 1100 \text{ nm}$. Cette valeur correspond bien au cas des réseaux de Bragg à pas court.

Au contraire, si $\beta_0 - \frac{2\pi \cos \theta}{\Lambda} > 0$, c'est-à-dire $\Lambda > \frac{\lambda \cos \theta}{n_{eff}^0}$, alors $\cos q$ est positif et $q \in [0; \frac{\pi}{2}]$. Donc, le couplage ne peut avoir lieu qu'entre le mode guidé fondamental co-directif et un mode de gaine co-directif.

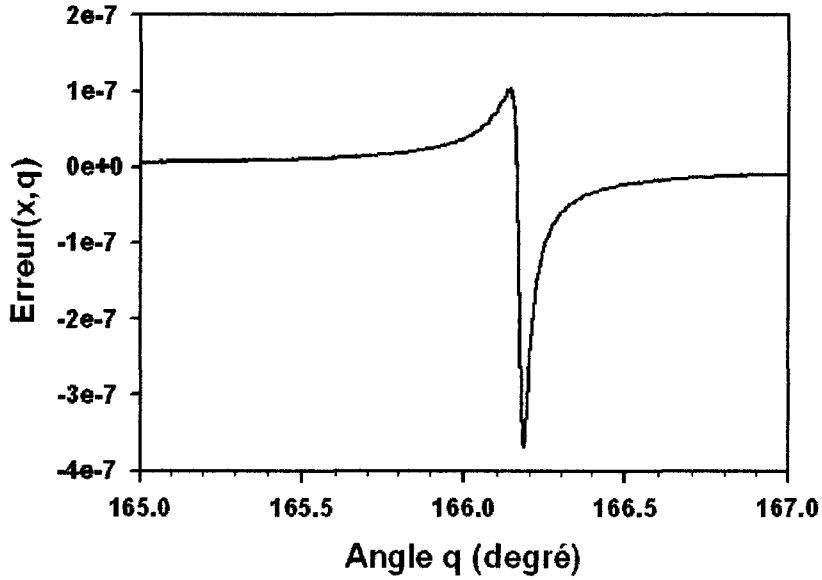


Fig. 4.4: Représentation de la fonction $Erreur(x,q)$ sur le seul intervalle de valeurs $q \in [165^\circ; 167^\circ]$ où elle prend des valeurs significativement non nulles.

La relation $\nu_2(q) = 0$ traduit donc la condition d'accord de phase aussi bien d'un couplage entre deux modes co-directifs que celle d'un couplage entre deux modes contra-directifs. L'argument avancé par M. J. Holmes *et al.* [63] ne semble donc pas valide. Toutefois, en étudiant l'erreur introduite en négligeant le terme $e^{i\gamma x} \frac{e^{(i\nu_1 - \alpha)L} - 1}{i\nu_1 - \alpha}$ dans l'expression de $I_{L_r}(x)$, on montre qu'elle est négligeable. Soit : $I_{L_r,2}(x, q) = \frac{1}{2} \left[e^{-i\gamma x} \frac{e^{(i\nu_2 - \alpha)L} - 1}{i\nu_2 - \alpha} \right]$. Sur la Figure 4.4, nous représentons la fonction d'erreur $Erreur(x, q) = |I_{L_r}(x, q)|^2 - |I_{L_r,2}(x, q)|^2$. En effet, dans la suite des calculs, seul le module au carré de la fonction complexe I_{L_r} intervient. Nous représentons la fonction $Erreur(x, q)$ en utilisant les paramètres suivants : $L_r = 0,01$ mètre, $x = 0,005$ mètre, $\alpha = 460 m^{-1}$, $\theta = 10^\circ$ et on fait varier q de 0 à 360° .

Sur tout l'intervalle de valeurs prises par la variable q , la fonction $Erreur(x, q)$ prend des valeurs inférieures à 4×10^{-7} . Les valeurs les plus élevées de cette fonction d'erreur sont prises lorsque q est proche de la valeur de l'angle de résonance q_l (défini par $\nu_2(q_l) = 0$ ici, $q_l = 166,2^\circ$). Nous poursuivons donc nos calculs en négligeant le terme $e^{i\gamma x} \frac{e^{(i\nu_1 - \alpha)L} - 1}{i\nu_1 - \alpha}$ dans l'expression de $I_{L_r}(x)$.

A partir de l'expression (4.20), on obtient celle de la norme du vecteur de Poynting, puis celle de la puissance diffractée. Tout d'abord, on a :

$$S_{\text{diff}}(R, \Phi, q, \lambda) = \frac{\Gamma \Gamma^*}{8 R^2} n_g \left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_0} \right)^{\frac{1}{2}} |I_{\text{coeur}}(q, \Phi)|^2 \frac{|e^{(i\nu_2 - \alpha)L} - 1|^2}{\nu_2^2 + \alpha^2} \quad (4.22)$$

Puis on arrive à :

$$S_{\text{diff}}(R, \Phi, q, \lambda) = \frac{\Gamma \Gamma^*}{2 R^2} n_g \left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_0} \right)^{\frac{1}{2}} |I_{\text{coeur}}(q, \Phi)|^2 e^{-\alpha L_r} \frac{\sinh^2 \left(\frac{\alpha L_r}{2} \right) + \sin^2 \left(\frac{\nu_2 L_r}{2} \right)}{\nu_2^2 + \alpha^2} \quad (4.23)$$

La puissance diffractée s'écrit alors :

$$P_{\text{diff}}(\lambda) = \frac{1}{2} n_g \left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_0} \right)^{\frac{1}{2}} \Gamma \Gamma^* e^{-\alpha L_r} \int_{\Phi=0}^{2\pi} \int_{q=0}^{\pi} |I_{\text{coeur}}(q, \Phi)|^2 \frac{\sinh^2 \left(\frac{\alpha L_r}{2} \right) + \sin^2 \left(\frac{\nu_2 L_r}{2} \right)}{\nu_2^2 + \alpha^2} \sin q \, dq \, d\Phi \quad (4.24)$$

L'expression précédente de P_{diff} fait intervenir l'intégrale double d'un produit de deux fonctions :

$$\begin{cases} \text{Réponse transverse} = |I_{\text{coeur}}(q, \Phi)|^2 \\ \text{Réponse longitudinale} = \frac{\sinh^2 \left(\frac{\alpha L_r}{2} \right) + \sin^2 \left(\frac{\nu_2 L_r}{2} \right)}{\nu_2^2 + \alpha^2} \end{cases} \quad (4.25)$$

La Figure 4.5 illustre l'évolution de ces deux fonctions avec l'angle q . On constate que la réponse transverse varie beaucoup plus lentement que la réponse longitudinale, et ce tant que q reste inférieur typiquement à 179° [63]. Dans ce cas, on peut considérer que la réponse longitudinale se comporte comme une fonction de type Dirac : elle va fixer le cône de diffraction principal centré sur l'angle de résonance q_l ; cet angle est donné par la condition d'accord de phase longitudinale $\nu_2(q_l) = 0$. Par conséquent, on peut considérer que la réponse transverse est constante avec q sur la région où l'intégrande q est significatif : on prend sa valeur en q_l et on peut alors séparer l'intégrale double en un produit de deux intégrales [63].

$$P_{\text{diff}}(\lambda) = \frac{1}{2} n_g \left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_0} \right)^{\frac{1}{2}} \Gamma \Gamma^* e^{-\alpha L_r} \left(\int_{\Phi=0}^{2\pi} |I_{\text{coeur}}(q_l, \Phi)|^2 d\Phi \right) \times \left(\int_{q=0}^{\pi} \frac{\sinh^2\left(\frac{\alpha L_r}{2}\right) + \sin^2\left(\frac{\nu_2 L_r}{2}\right)}{\nu_2^2 + \alpha^2} \sin q dq \right) \quad (4.26)$$

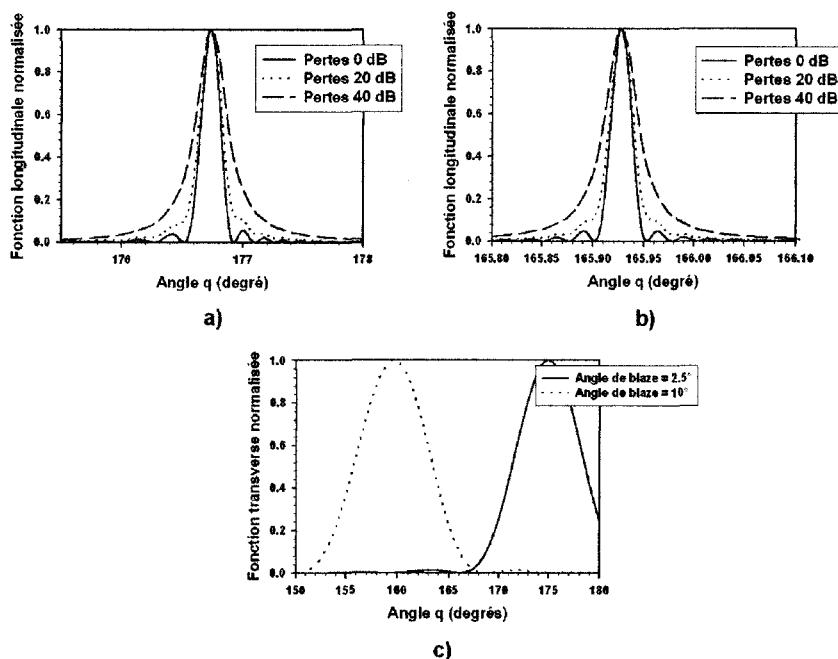


Fig. 4.5: Comparaison de la réponse dite longitudinale pour trois valeurs de l'atténuation (0 dB, 20 dB et 40 dB) et pour deux angles θ d'inclinaison des traits a) 2.5° et b) 10° avec c) la réponse transverse pour ces deux mêmes angles d'inclinaison des traits. Les paramètres de la simulation sont : $L_r = 10$ mm ; $\Phi = 0$; $\lambda = 1545$ nm.

Expression du coefficient de pertes

Nous allons maintenant déterminer le coefficient d'atténuation par unité de longueur du champ électrique se propageant dans le réseau à traits inclinés. Pour cela, il faut établir une seconde expression pour P_{diff} .

On observe d'abord que :

$$P_{\text{inc}}(0) = P_{\text{inc}}(L_r) + P_{\text{diff}} \quad (4.27)$$

De plus, en faisant $n_{\text{eff}} = n_g$, la puissance transportée par le mode fondamental incident sur le réseau est donnée par :

$$P_{\text{inc}}(0) = \frac{n_g}{2} \left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_0} \right)^{\frac{1}{2}} \int_{\Phi=0}^{2\pi} \int_{r=0}^{\infty} r E_0^2(r) dr d\Phi \quad (4.28)$$

Soit aussi :

$$P_{\text{inc}}(0) = \pi n_g \left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_0} \right)^{\frac{1}{2}} \int_{r=0}^{\infty} r E_0^2(r) dr \quad (4.29)$$

Comme $P_{\text{inc}}(0)/P_{\text{inc}}(L_r) = e^{2\alpha L_r}$, on obtient l'expression suivante pour P_{diff} :

$$P_{\text{diff}}(\lambda) = \pi n_g \left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_0} \right)^{\frac{1}{2}} (1 - e^{-2\alpha L_r}) \int_{r=0}^{\infty} r E_0^2(r) dr \quad (4.30)$$

En égalant les deux expressions (4.26) et (4.30), on obtient l'équation suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \int_{\Phi=0}^{2\pi} |I_{\text{coeur}}(q_l, \Phi)|^2 d\Phi \times \int_{q=0}^{\pi} \frac{\sinh^2\left(\frac{\alpha L_r}{2}\right) + \sin^2\left(\frac{\nu_2 L_r}{2}\right)}{\nu_2^2 + \alpha^2} \sin q dq \\ \qquad \qquad \qquad = \\ \frac{4\pi}{\Gamma \Gamma^*} \sinh(\alpha L_r) \int_{r=0}^{\infty} r E_0^2(r) dr \end{array} \right. \quad (4.31)$$

Dans l'intégrale correspondant à la réponse longitudinale, on fait le changement de variable suivant :

$$\int_{q=0}^{\pi} \frac{\sinh^2\left(\frac{\alpha L_r}{2}\right) + \sin^2\left(\frac{\nu_2 L_r}{2}\right)}{\nu_2^2 + \alpha^2} \sin q dq = \int_{\nu_2 = -k n_g (1 + \cos q_l)}^{\nu_2 = +k n_g (1 - \cos q_l)} \frac{\sinh^2\left(\frac{\alpha L_r}{2}\right) + \sin^2\left(\frac{\nu_2 L_r}{2}\right)}{\nu_2^2 + \alpha^2} \frac{d\nu_2}{k n_g} \quad (4.32)$$

On peut étendre les bornes de l'intégrale jusqu'à l'infini sans introduire d'erreurs significatives, à condition que l'angle $180^\circ - q_l$ soit suffisamment grand [63]. Cette intégrale se calcule alors analytiquement et on arrive à :

$$\frac{1}{k n_g} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sinh^2\left(\frac{\alpha L_r}{2}\right) + \sin^2\left(\frac{\nu_2 L_r}{2}\right)}{\nu_2^2 + \alpha^2} d\nu_2 = \frac{1}{k n_g} \frac{\pi \sinh(\alpha L_r)}{2 \alpha} \quad (4.33)$$

A partir des relations (4.31) et (4.33), on obtient l'expression suivante pour le coefficient de pertes α :

$$\alpha = \frac{k^3 n_g \Delta n_{\text{mod}}^2}{32 \pi^2} \frac{\int_{\Phi=0}^{2\pi} |I_{\text{coeur}}(q_l, \Phi)|^2 d\Phi}{\int_{r=0}^{\infty} r E_0^2(r) dr} \quad (4.34)$$

Nous allons maintenant établir l'expression finale du coefficient de pertes en développant l'intégrale située au numérateur. On commence par donner l'expression de I_{coeur} en coordonnées cylindriques, en supposant que la fonction de fenêtrage $W(x, y)$ ne dépend que de la distance radiale (ce qui équivaut à $W(x, y) = W(\sqrt{x^2 + y^2})$) :

$$I_{\text{coeur}}(q_l, \Phi) = \int_{t=0}^{2\pi} \int_{r=0}^{\infty} W(r) E_0(r) e^{i\gamma r \cos t} e^{-i\zeta r \cos(\Phi-t)} r dr dt \quad (4.35)$$

avec $\zeta = k n_g \sin q_l$.

En développant les deux exponentielles en série de fonctions de Bessel, on montre que I_{coeur} est égale à :

$$\left\{ \begin{array}{l} I_{\text{coeur}}(q_l, \Phi) = 2 \pi \int_{r=0}^{\infty} W(r) E_0(r) J_0(\gamma r) J_0(\zeta r) r dr \\ \quad + 4 \pi \int_{r=0}^{\infty} W(r) E_0(r) \left(\sum_{m=1}^{\infty} J_{2m}(\gamma r) J_{2m}(\zeta r) \cos[2m(\pi - \Phi)] \right) r dr \\ \quad + 4 \pi \int_{r=0}^{\infty} W(r) E_0(r) \left(\sum_{m=1}^{\infty} J_{2m+1}(\gamma r) J_{2m+1}(\zeta r) \cos[(2m+1)(\pi - \Phi)] \right) r dr \end{array} \right. \quad (4.36)$$

Puis :

$$\left\{ \begin{array}{l} \int_{\Phi=0}^{2\pi} |I_{\text{coeur}}(q_l, \Phi)|^2 d\Phi = 8 \pi^3 [I_0^2 + 2 \sum_{m=1}^{\infty} I_m^2] \\ I_m = \int_{r=0}^{\infty} W(r) E_0(r) J_m(\gamma r) J_m(\zeta r) r dr \text{ pour tout } m \text{ appartenant à } [0; +\infty[\end{array} \right. \quad (4.37)$$

On arrive ainsi à l'expression finale pour le coefficient de pertes [63] :

$$\alpha = \frac{\pi k^3 n_g \Delta n_{\text{mod}}^2}{4} \times \frac{I_0^2 + 2 \sum_{m=1}^{\infty} I_m^2}{\int_{r=0}^{\infty} r E_0^2(r) dr} \quad (4.38)$$

4.2.3 Illustration

Pour illustrer les formules analytiques établies ci-dessus, nous considérons la fibre optique STD1 dont les caractéristiques opto-géométriques sont définies en Annexe A.

Le champ associé au mode fondamental incident sur le réseau est donné à partir des relations suivantes :

$$E_0(r, \lambda) = \begin{cases} J_0\left(\frac{r}{r_c} u_1(\lambda)\right) & \text{si } r \leq r_c \\ \frac{J_0(u_1(\lambda))}{K_0(u_2(\lambda))} K_0\left(\frac{r}{r_c} u_2(\lambda)\right) & \text{si } r \geq r_c \end{cases} \quad (4.39)$$

avec :

$$\begin{cases} V(\lambda) = \frac{2\pi}{\lambda} r_c \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \\ u_1(\lambda) = \sqrt{V^2(\lambda) - [1.1428 V(\lambda) - 0.996]^2} \\ u_2(\lambda) = \sqrt{V^2(\lambda) - u_1^2(\lambda)} \\ \Delta = \frac{n_c^2 - n_g^2}{2n_c^2} \\ \beta_{01}(\lambda) = \frac{2\pi}{\lambda} n_c \left[1 - \Delta \left(\frac{u_1(\lambda)}{V(\lambda)} \right)^2 \right] \end{cases} \quad (4.40)$$

La Figure 4.6 illustre l'évolution de la constante de propagation du mode fondamental avec la longueur d'onde pour les paramètres opto-géométriques donnés précédemment.

D'après (4.17), l'angle q_l donné par la condition d'accord de phase longitudinale $\nu_2(q_l) = 0$ s'exprime en fonction de la longueur d'onde et de l'angle θ d'inclinaison des traits selon :

$$q_l(\lambda, \theta) = \arccos \left[\frac{\lambda}{2\pi n_g} \left(-\frac{2\pi \cos \theta}{\Lambda} + \beta_{01}(\lambda) \right) \right] \quad (4.41)$$

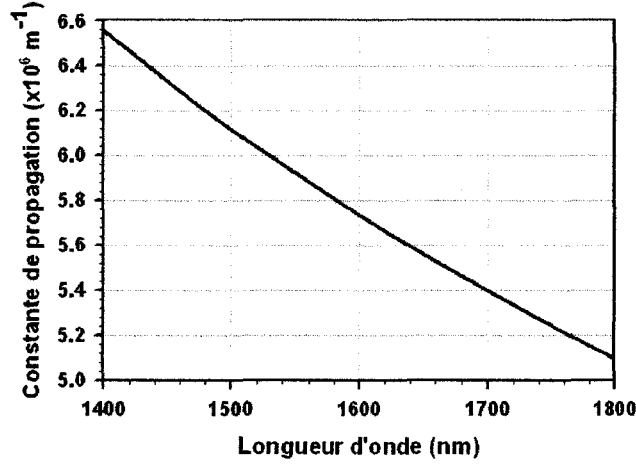


Fig. 4.6: Evolution de la constante de propagation du mode fondamental avec la longueur d'onde (sans prise en compte des effets de dispersion dus au matériau).

A partir de q_l on définit la fonction $\zeta'(\lambda, \theta)$ qui intervient dans l'expression du coefficient de pertes :

$$\zeta'(\lambda, \theta) = \frac{2\pi}{\lambda} n_g r_c \sin q_l(\lambda, \theta) \quad (4.42)$$

Les Figures 4.7 et 4.8 illustrent l'évolution de ces deux fonction avec la longueur d'onde pour différentes valeurs de l'angle d'inclinaison des traits.

Soit r_p le rayon de la zone photosensible. On prend ici $r_p = r_c$ et on prend la fonction de fenêtrage W égale à 1 si $r < r_p$, et zéro ailleurs. On définit maintenant la fonction C1 suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} C1(\lambda, \theta, r_p) = \frac{r_0^2 + 2 \sum_{m=1}^{\infty} I_m^2}{\int_{r=0}^{r_p} r E_0^2(r, \lambda) dr} \\ I_m(\lambda, \theta, r_p) = \int_{r=0}^{r_p} E_0(r, \lambda) J_m(\gamma r) J_m\left(\frac{\zeta'}{r_c} r\right) r dr \end{array} \right. \quad (4.43)$$

En effectuant le changement de variable $R = \frac{r}{r_c}$, on définit la fonction C :

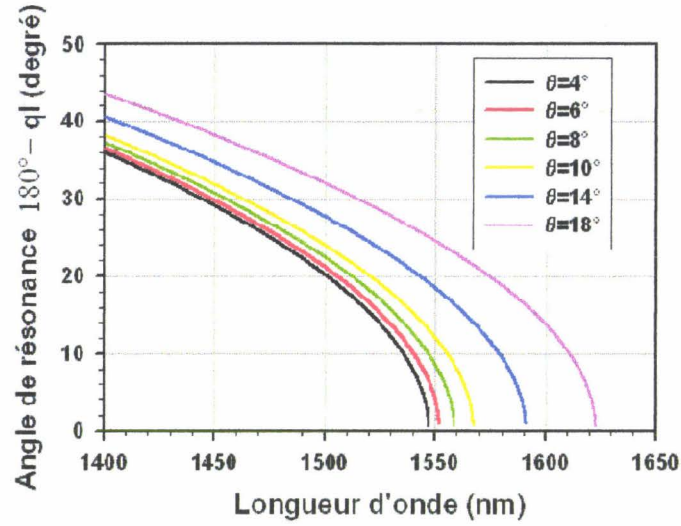


Fig. 4.7: Evolution de l'angle de résonance ql avec la longueur d'onde pour différentes valeurs de l'angle d'inclinaison des traits.

$$\left\{ \begin{array}{l} C(\lambda, \theta, r_p) = \frac{I_0^2 + 2 \sum_{m=1}^{\infty} I_m^2}{\int_{r=0}^{\frac{r_p}{r_c}} R E_0^2(R, \lambda) dR} \\ I_m(\lambda, \theta, r_p) = \int_{R=0}^{\frac{r_p}{r_c}} E_0(R, \lambda) J_m(\gamma r_c R) J_m(\zeta' R) R dR \end{array} \right. \quad (4.44)$$

A partir de cette fonction, on écrit le coefficient de pertes α selon :

$$\alpha = \frac{\pi k^3 r_c^2 n_g \Delta n_{\text{mod}}^2}{4} \times C(\lambda, \theta, r_p) \quad (4.45)$$

Exprimées en décibel, les pertes du filtre par diffraction sont alors données par :

$$Pertes_{dB} = 20 \alpha L_r \log_{10} e \quad (4.46)$$

En faisant intervenir soit la fréquence normalisée V , soit le rayon de coeur, on obtient :

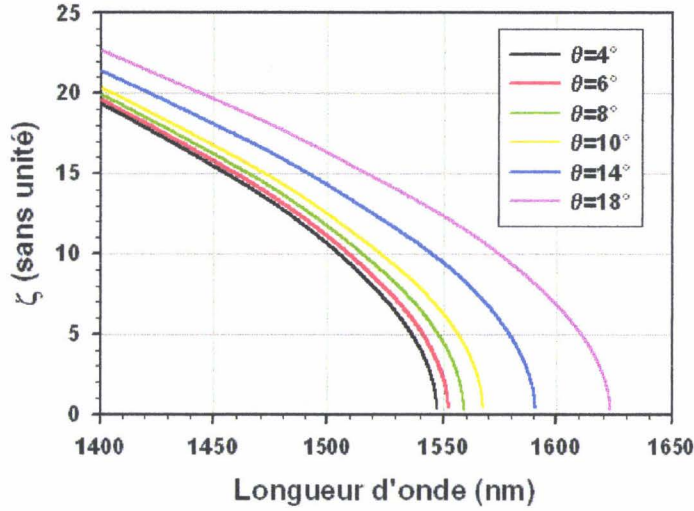


Fig. 4.8: Evolution du coefficient ζ avec la longueur d'onde pour différentes valeurs de l'angle d'inclinaison des traits.

$$\text{Pertes}_{dB} = \begin{cases} \frac{5 \pi^2 L_r V^2 \Delta n_{\text{mod}}^2 \lg e}{\lambda (n_c - n_g)} \times C(\lambda, \theta, r_p) \\ \frac{40 \pi^4 n_g r_c^2 L_r \Delta n_{\text{mod}}^2 \lg e}{\lambda^3} \times C(\lambda, \theta, r_p) \end{cases} \quad (4.47)$$

La fonction C est représentée à la Figure 4.9 en fonction de ζ et à la Figure 4.10 en fonction de la longueur d'onde. On constate qu'elle dépend fortement de ζ mais que le pic est symétrique par rapport à son maximum. Par contre, représentée en fonction de la longueur d'onde, C devient fortement disymétrique par rapport à son maximum. Ceci provient de la dépendance de ζ avec λ (cf. Figure 4.8) qui a pour effet de comprimer la fonction C aux grandes longueurs d'onde par rapport aux plus courtes.

Ainsi, la forme spectrale des pertes est fixée par la fonction C tandis que le terme multiplicatif qui la précède fixe leur amplitude. On constate également que la longueur du réseau et l'amplitude de modulation d'indice n'influencent pas la forme spectrale des pertes : ces deux paramètres interviennent uniquement pour fixer leur amplitude.

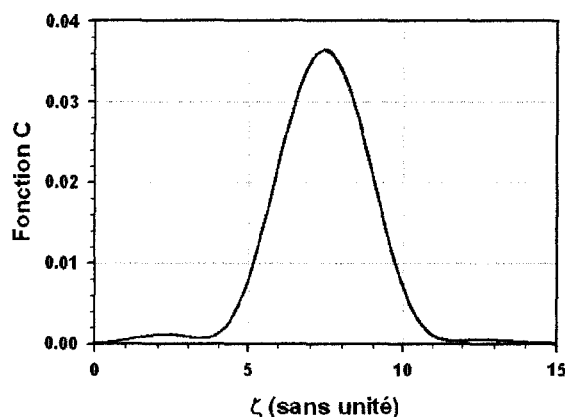


Fig. 4.9: Evolution de la fonction C avec le paramètre ζ .

4.2.4 Validation expérimentale

Afin de tester la validité de ce modèle mathématique, nous avons réalisé un réseau de Bragg à traits inclinés dans la fibre optique STD1 (cf. Annexe A). Le réseau présente une valeur de l'angle d'inclinaison des traits θ correspondant au second zéro de réflexion de la résonance de Bragg, à savoir $7,3^\circ$ (cf. Chapitre III-2). Le réseau a été inscrit avec une longueur d'onde de conception égale à 1545 nm et une longueur de 10 mm. Sa réponse spectrale en transmission est mesurée après les avoir plongés dans un liquide adaptateur d'indice. Les spectres expérimental et théorique sont représentés à la Figure 4.11.

On constate un bon accord entre la courbe expérimentale et la courbe théorique, en particulier au niveau des flancs de la bande de pertes. Le modèle permet de reproduire correctement la dissymétrie de la réponse spectrale dans le cas d'une inscription dans une fibre à coeur photosensible seul. L'utilisation de ce modèle est présentée concrètement au Chapitre IV-3 pour la modélisation de la réponse des filtres discriminateurs linéaires à réseaux de Bragg à traits inclinés.

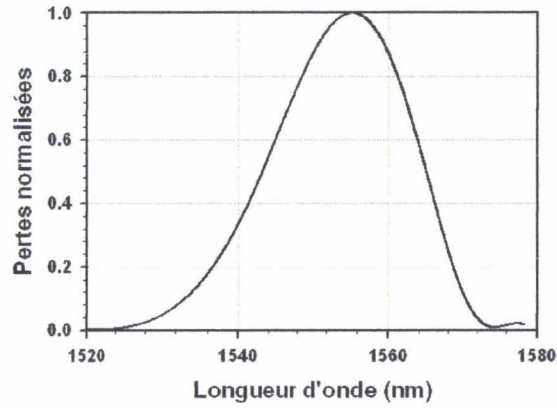


Fig. 4.10: Evolution de la fonction C avec la longueur d'onde pour un angle de blaze de $7,3^\circ$.

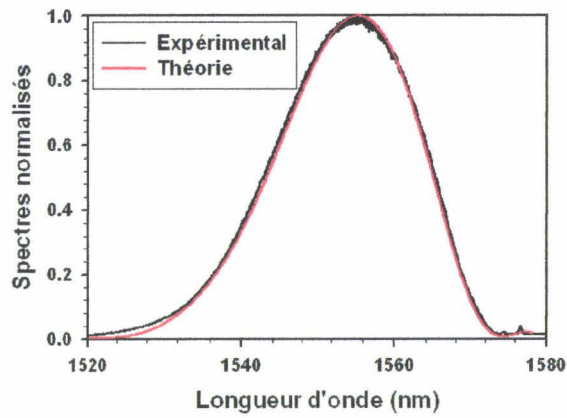


Fig. 4.11: Spectres expérimental et modélisé d'un réseau de Bragg à traits inclinés ($\theta = 7,3^\circ$, second zéro de réflexion de la raie de Bragg) plongé dans un liquide adaptateur d'indice. Par commodité, nous avons représenté 1 -Transmission normalisée.

Chapitre 5

Modélisation des coefficients de couplage entre mode guidé et modes de gaine ou radiatifs dans le cas d'un indice de réfraction extérieur variable

5.1 Modélisation du couplage entre mode guidé et modes de gaine

5.1.1 Introduction

Dans cette partie, nous présentons les outils théoriques qui nous ont permis d'étudier l'influence de l'indice de réfraction du milieu extérieur sur le couplage généré par un réseau de Bragg à traits inclinés entre le mode guidé et les modes de gaine (pour une fibre monomode).

Pour pouvoir étudier l'influence du milieu extérieur, il est indispensable de calculer les indices effectifs et les champs associés aux différents modes de la fibre dans le cas d'une structure à trois couches (coeur, gaine et milieu extérieur). L'analyse modale d'une telle structure a été conduite de façon très complète par

C. Tsao [152]. Récemment, T. Erdogan a repris ces travaux et les a reformulés pour étudier le couplage vers les modes de gaine centro-symétriques induit par les réseaux de Bragg à pas court ou à pas long, mais sans inclinaison des traits [36] [38]. Il a reformulé les expressions analytiques pour l'équation de dispersion et pour les champs associés aux modes de façon à autoriser une implémentation numérique plus aisée. Nous présentons ici une extension des formules publiés par T. Erdogan au cas d'une famille de modes quelconque.

Dans un premier temps, nous explicitons les formules analytiques donnant l'équation de dispersion puis celles donnant les composantes radiales et azimuthales associées aux champs électriques et magnétiques des modes. Ensuite, nous donnons les expressions des coefficients de couplage entre le mode fondamental et les modes de gaine en fonction de l'indice de réfraction extérieur. L'étude de l'influence de l'indice du milieu extérieur est menée au Chapitre IV-2 de ce manuscrit, en appui des études expérimentales.

5.1.2 Analyse modale d'une structure diélectrique cylindrique à trois couches

Nous considérons le cas d'une fibre optique à saut d'indice à trois couches : le coeur de rayon r_c , d'indice de réfraction n_c ; la gaine optique (r_g, n_g) et enfin le milieu extérieur d'indice n_e et qui s'étend à l'infini (cf. Figure 5.1).

Les valeurs numériques utilisées pour les paramètres optogéométriques définis à la Figure 5.1 sont données en Annexe A (fibre STD1).

Equation de dispersion du mode guidé fondamental

Nous considérons la fibre optique STD1 dont la différence d'indice coeur-gaine est faible ($n_c - n_g = 3,8.10^{-4}$). Pour déterminer l'indice effectif du mode guidé fondamental, on se place alors dans le cadre de l'approximation des modes linéairement polarisés. Les composantes radiales et azimuthales du champ électrique associé sont celles du mode HE_{11} .

La relation de dispersion pour le mode fondamental permet de calculer son indice effectif n_{eff}^{01} . A partir des expressions de la fréquence normalisée V et de

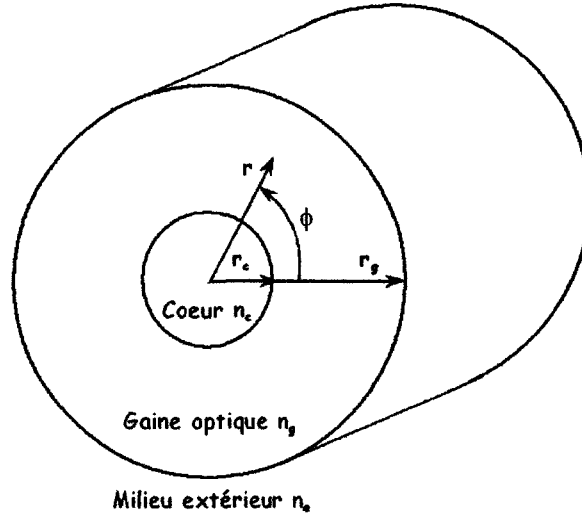


Fig. 5.1: Schéma de la section transverse de la géométrie de fibre considérée dans cette étude avec indication des indices de réfraction des trois milieux et des rayons de cœur et de gaine.

l'indice effectif normalisé b , cette relation s'écrit :

$$\left\{ \begin{array}{l} V \sqrt{1-b} \frac{J_1(V\sqrt{1-b})}{J_0(V\sqrt{1-b})} = V \sqrt{b} \frac{K_1(V\sqrt{b})}{K_0(V\sqrt{b})} \\ V = \frac{2\pi}{\lambda} r_c \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \\ b = \frac{n_{eff}^2 - n_g^2}{n_c^2 - n_g^2} \end{array} \right. \quad (5.1)$$

En prenant les valeurs numériques données en Annexe A pour la fibre STD1, on obtient la valeur suivante de l'indice effectif à 1530 nm :

$$n_{eff}^{01} = 1,45997327 \quad (5.2)$$

Composantes radiale et azimuthale du champ électrique associé du mode guidé fondamental

Les composantes radiales et azimuthales du mode HE_{11} dans le cœur sont données par les expressions suivantes (le terme en $e^{i(\beta z - \omega t)}$ est sous-entendu) :

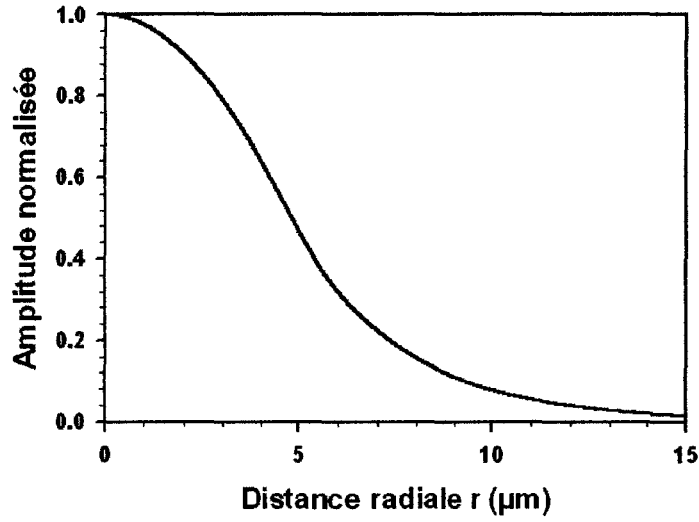


Fig. 5.2: Amplitude normalisée des composantes radiale et azimuthale du champ associé au mode fondamental en fonction de la distance radiale r . La longueur d'onde est fixée à 1530 nm.

$$\begin{cases} E_{01,c}^r = i E_{01} J_0 \left(V \sqrt{1-b} \frac{r}{r_c} \right) e^{i\Phi} \\ E_{01,c}^\Phi = -E_{01} J_0 \left(V \sqrt{1-b} \frac{r}{r_c} \right) e^{i\Phi} \end{cases} \quad r \leq r_c$$

$$\begin{cases} E_{01,g}^r = i E_{01} \frac{J_0(V\sqrt{1-b})}{K_0(V\sqrt{b})} K_0 \left(V \sqrt{b} \frac{r}{r_c} \right) e^{i\Phi} \\ E_{01,g}^\Phi = -E_{01} \frac{J_0(V\sqrt{1-b})}{K_0(V\sqrt{b})} K_0 \left(V \sqrt{b} \frac{r}{r_c} \right) e^{i\Phi} \end{cases} \quad r \geq r_c$$
(5.3)

avec :

$$\begin{cases} E_{01} = \sqrt{\frac{Z_0 b}{\pi n_g \sqrt{1+2b\Delta}}} \times \frac{1}{r_c J_1(V\sqrt{1-b})} \\ Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 377 \Omega \end{cases} \quad (5.4)$$

Sur la Figure 5.2, nous avons représenté l'amplitude normalisée des composantes radiale ou azimuthale en fonction de la distance radiale r .

Equation de dispersion des modes de gaine

Pour les modes de gaine, la relation de dispersion est plus complexe. En effet, nous traitons de façon rigoureuse et analytique le cas d'une structure cylindrique à trois couches, sans négliger l'interface coeur-gaine optique.

Nous commençons par définir les différentes fonctions qui interviennent dans la relation de dispersion. Puis, nous donnons l'expression proprement dite de cette relation.

Dans toute la suite, la variable l désigne un nombre entier caractérisant la symétrie azimuthale des modes (en $e^{il\Phi}$).

$$\begin{cases} \sigma_1(n_{eff}) = \frac{iln_{eff}}{Z_0} \\ \sigma_2(n_{eff}) = iln_{eff} Z_0 \end{cases} \quad (5.5)$$

$$\begin{cases} u_1(n_{eff}) = \frac{2\pi}{\lambda} (n_c^2 - n_{eff}^2)^{\frac{1}{2}} \\ u_2(n_{eff}) = \frac{2\pi}{\lambda} (n_g^2 - n_{eff}^2)^{\frac{1}{2}} \\ w_3(n_{eff}) = \frac{2\pi}{\lambda} (n_{eff}^2 - n_e^2)^{\frac{1}{2}} \end{cases} \quad (5.6)$$

$$\begin{cases} u_{21}(n_{eff}) = \frac{1}{u_2(n_{eff})^2} - \frac{1}{u_1(n_{eff})^2} \\ u_{32}(n_{eff}) = \frac{1}{w_3(n_{eff})^2} + \frac{1}{u_2(n_{eff})^2} \end{cases} \quad (5.7)$$

On définit ensuite un second groupe de fonctions faisant intervenir les fonctions de Bessel de première espèce J_l et de seconde espèce N_l , ainsi que la fonctions de Bessel modifiées de deuxième espèce K_l :

$$\begin{cases} J(n_{eff}) = \frac{-J_{l+1}(u_1 r_c) + \frac{l J_l(u_1 r_c)}{u_1 r_c}}{u_1 J_l(u_1 r_c)} \\ K(n_{eff}) = \frac{-K_{l+1}(w_3 r_g) + \frac{l K_l(w_3 r_g)}{w_3 r_g}}{w_3 K_l(w_3 r_g)} \end{cases} \quad (5.8)$$

$$(5.9)$$

$$\begin{cases} p_l(r, n_{eff}) = J_l(u_2 r) N_l(u_2 r_c) - J_l(u_2 r_c) N_l(u_2 r) \\ q_l(r, n_{eff}) = J_l(u_2 r) N'_l(u_2 r_c) - J'_l(u_2 r_c) N_l(u_2 r) \\ r_l(r, n_{eff}) = J'_l(u_2 r) N_l(u_2 r_c) - J_l(u_2 r_c) N'_l(u_2 r) \\ s_l(r, n_{eff}) = J'_l(u_2 r) N'_l(u_2 r_c) - J'_l(u_2 r_c) N'_l(u_2 r) \end{cases} \quad (5.10)$$

Les dérivées des fonctions de Bessel J_l et N_l par rapport à la variable x sont en outre données par :

$$\begin{cases} J'_l(x) = -J_{l+1}(x) + \frac{l J_l(x)}{x} \\ N'_l(x) = -N_{l+1}(x) + \frac{l N_l(x)}{x} \end{cases} \quad (5.11)$$

A l'aide de ces différentes équations, la relation de dispersion peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \boxed{\xi_0^1(n_{eff}) = \xi_0^2(n_{eff})} \\ \xi_0^1(n_{eff}) = \frac{1}{\sigma_2} \frac{u_2 \left(J K + \frac{\sigma_1 \sigma_2 u_{21} u_{32}}{n_g^2 r_c r_g} \right) p_l(r_g) - K q_l(r_g) + J r_l(r_g) - \frac{1}{u_2} s_l(r_g)}{-u_2 \left(\frac{u_{32}}{n_g^2 r_g} J - \frac{u_{21}}{n_c^2 r_c} K \right) p_l(r_g) + \frac{u_{32}}{n_c^2 r_g} q_l(r_g) + \frac{u_{21}}{n_c^2 r_c} r_l(r_g)} \\ \xi_0^2(n_{eff}) = \sigma_1 \frac{u_2 \left(\frac{u_{32}}{r_g} J - \frac{n_c^2 u_{21}}{n_g^2 r_c} K \right) p_l(r_g) - \frac{u_{32}}{r_g} q_l(r_g) - \frac{u_{21}}{r_c} r_l(r_g)}{u_2 \left(\frac{n_g^2}{n_c^2} J K + \frac{\sigma_1 \sigma_2 u_{21} u_{32}}{n_c^2 r_c r_g} \right) p_l(r_g) - \frac{n_c^2}{n_g^2} K q_l(r_g) + J r_l(r_g) - \frac{n_g^2}{n_c^2} s_l(r_g)} \end{array} \right. \quad (5.12)$$

Cette équation, réécrite par T. Erdogan [36], a été formulée par C. Tsao à partir de la continuité des composantes longitudinales et azimuthales des champs électromagnétiques aux interfaces coeur-gaine et gaine-milieu extérieur [152].

Pour un nombre azimuthal l fixé, la solution de cette relation de dispersion permet d'obtenir les indices effectifs de tous les modes de gaine d'une même famille. On désigne par $n_{eff}^{l,m}$ la $m^{ième}$ racine de la relation de dispersion (après les avoir triées par ordre décroissant). Pour résoudre cette équation, on utilise une méthode graphique pour déterminer une valeur approchée de chaque racine (cf. Figure 5.3). Cette valeur approchée sert alors de condition initiale à un algorithme de recherche de racine (méthode de la sécante).

Selon cette méthode, nous avons calculé les 110 premiers modes de gaine des trois premières familles. L'évolution de l'indice effectif avec l'ordre du mode est représentée Figure 5.4, pour la fibre STD1 et pour un indice extérieur égal à 1. La longueur d'onde est fixée à 1530 nm.

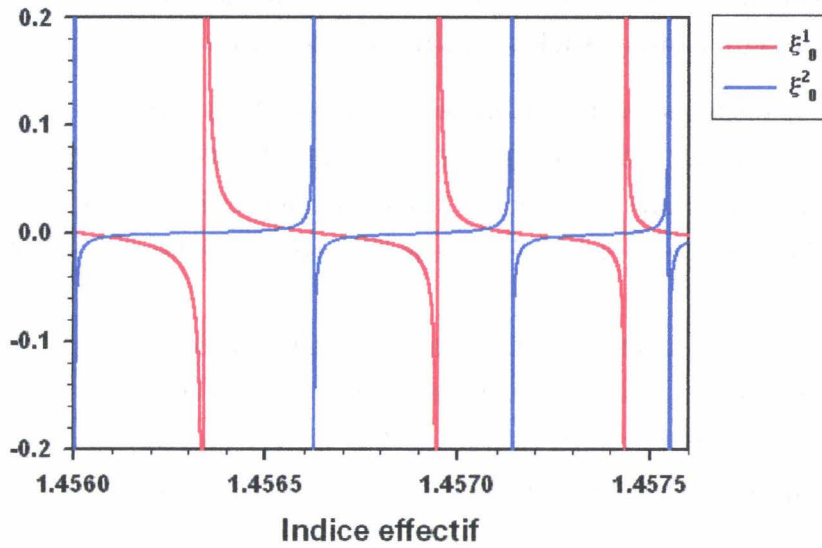


Fig. 5.3: Représentation graphique des deux membres de la relation de dispersion pour une plage d'indice effectif proche de l'indice de gaine.

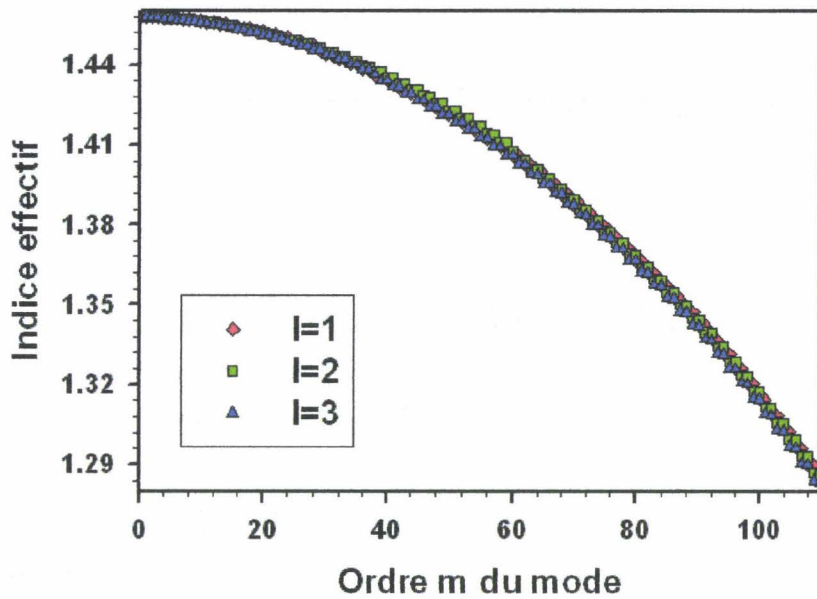


Fig. 5.4: Evolution de l'indice effectif avec l'ordre m du mode pour les trois premières familles de modes de gaine ($l=1, 2, 3$) et pour un indice extérieur $n_e=1$; la longueur d'onde est fixée à 1530 nm.

Expression des composantes radiale et azimuthale des champs électrique et magnétique associés aux modes de gaine

Dans ce paragraphe, nous donnons les expressions des composantes des champs associés aux différents modes de gaine. Dans son article [36], T. Erdogan ne donne ces expressions que dans le cas où $l = 1$. Ici, nous généralisons ces expressions, à l'aide de l'ouvrage de C. Tsao [152], dans le cas d'un nombre azimuthal l quelconque.

En utilisant les fonctions définies au paragraphe précédent, nous donnons tout d'abord les composantes radiales et azimuthales du champ électrique dans le coeur, la gaine et le milieu extérieur. Pour alléger les formules, nous omettons d'indiquer le terme multiplicatif $e^{i(l\Phi + \omega t - \beta z)}$ devant chaque composante des champs.

$$\left\{ \begin{array}{l} 0 \leq r \leq r_c : E_{l,m}^r(n_{eff}^{l,m}, n_e, r) = E_{l,m} i \frac{u_1}{2} \left[J_{l+1}(u_1 r) + J_{l-1}(u_1 r) - \frac{\sigma_2 \xi_0^1}{ln_e^2} (J_{l+1}(u_1 r) - J_{l-1}(u_1 r)) \right] \\ r_c \leq r \leq r_g : E_{l,m}^r(n_{eff}^{l,m}, n_e, r) = E_{l,m} i \frac{\pi r_c u_1^2 J_l(u_1 r_c)}{2} \left[l \left(\frac{-F_2}{r} p_l + \frac{1}{u_2 r} q_l \right) - \frac{\sigma_2}{n_g^2} \left(\frac{u_2}{l} G_2 r_l - \frac{n_g^2 \xi_0^1}{n_e^2 l} s_l \right) \right] \\ r_g \leq r < \infty : E_{l,m}^r(n_{eff}^{l,m}, n_e, r) = E_{l,m} i \frac{\pi r_c u_1^2 u_2^2 J_l(u_1 r_c)}{4 w_3 K_l(w_3 r_g)} \left[-F_3 (K_{l+1}(w_3 r) - K_{l-1}(w_3 r)) \right. \\ \left. + \frac{\sigma_2 G_3}{ln_e^2} (K_{l+1}(w_3 r) + K_{l-1}(w_3 r)) \right] \end{array} \right. \quad (5.13)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} 0 \leq r \leq r_c : E_{l,m}^\Phi(n_{eff}^{l,m}, n_e, r) = E_{l,m} \frac{u_1}{2} \left[J_{l+1}(u_1 r) - J_{l-1}(u_1 r) - \frac{\sigma_2 \xi_0^1}{ln_e^2} (J_{l+1}(u_1 r) + J_{l-1}(u_1 r)) \right] \\ r_c \leq r \leq r_g : E_{l,m}^\Phi(n_{eff}^{l,m}, n_e, r) = E_{l,m} \frac{\pi r_c u_1^2 J_l(u_1 r_c)}{2} \left[\frac{\sigma_2}{n_g^2} \left(\frac{G_2}{r} p_l - \frac{n_g^2 \xi_0^1}{n_e^2 u_2 r} q_l \right) + u_2 F_2 r_l - s_l \right] \\ r_g \leq r < \infty : E_{l,m}^\Phi(n_{eff}^{l,m}, n_e, r) = E_{l,m} \frac{\pi r_c u_1^2 u_2^2 J_l(u_1 r_c)}{4 w_3 K_l(w_3 r_g)} \left[-F_3 (K_{l+1}(w_3 r) + K_{l-1}(w_3 r)) \right. \\ \left. + \frac{\sigma_2 G_3}{ln_e^2} (K_{l+1}(w_3 r) - K_{l-1}(w_3 r)) \right] \end{array} \right. \quad (5.14)$$

[II- 5] Coefficients de couplage entre mode guidé et modes de gaine ou radiatifs

Pour le champ magnétique, nous avons :

$$\left\{ \begin{array}{l}
 0 \leq r \leq r_c : H_{l,m}^r(n_{eff}^{l,m}, n_e, r) = E_{l,m} i \frac{u_1}{2} \left[\frac{\sigma_1}{l} (J_{l+1}(u_1 r) - J_{l-1}(u_1 r)) + \xi_0^1 (J_{l+1}(u_1 r) + J_{l-1}(u_1 r)) \right] \\
 r_c \leq r \leq r_g : H_{l,m}^r(n_{eff}^{l,m}, n_e, r) = i \frac{\pi r_c u_1^2 J_1(u_1 r_c)}{2} \left[-\frac{l G_2}{r} p_l + \frac{l n_g^2 \xi_0^1}{n_e^2 u_2 r} q_l + i \sigma_1 \left(\frac{u_2}{l} F_2 r_l - \frac{s_l}{l} \right) \right] \\
 r_g \leq r < \infty : H_{l,m}^r(n_{eff}^{l,m}, n_e, r) = i \frac{\pi r_c u_1^2 u_2^2 J_1(u_1 r_c)}{4 w_3 K_1(w_3 r_g)} \left[-\frac{\sigma_1}{l} F_3 (K_{l+1}(w_3 r) + K_{l-1}(w_3 r)) \right. \\
 \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \left. -G_3 (K_{l+1}(w_3 r) - K_{l-1}(w_3 r)) \right] \\
 \\
 0 \leq r \leq r_c : H_{l,m}^\Phi(n_{eff}^{l,m}, n_e, r) = -E_{l,m} i \frac{u_1}{2} \left[\frac{i \sigma_1}{l} (J_{l+1}(u_1 r) + J_{l-1}(u_1 r)) + \xi_0^1 (J_{l+1}(u_1 r) - J_{l-1}(u_1 r)) \right] \\
 r_c \leq r \leq r_g : H_{l,m}^\Phi(n_{eff}^{l,m}, n_e, r) = E_{l,m} i \frac{\pi r_c u_1^2 J_1(u_1 r_c)}{2} \left[i \sigma_1 \left(\frac{F_2}{r} p_l - \frac{1}{u_2 r} q_l \right) - i u_2 G_2 r_l + i \frac{n_g^2 \xi_0^1}{n_e^2} s_l \right] \\
 r_g \leq r < \infty : H_{l,m}^\Phi(n_{eff}^{l,m}, n_e, r) = E_{l,m} i \frac{\pi r_c u_1^2 u_2^2 J_1(u_1 r_c)}{4 w_3 K_1(w_3 r_g)} \left[\frac{i \sigma_1}{l} F_3 (K_{l+1}(w_3 r) - K_{l-1}(w_3 r)) \right. \\
 \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \left. -G_3 (K_{l+1}(w_3 r) + K_{l-1}(w_3 r)) \right]
 \end{array} \right. \quad (5.15)$$

Dans ces expressions, nous avons utilisé les fonctions ci-dessous :

$$\left\{ \begin{array}{l}
 F_2(n_{eff}, n_e) = J - \frac{u_{21} \sigma_2 \xi_0^1}{n_e^2 r_c} \\
 G_2(n_{eff}, n_e) = \xi_0^1 J + \frac{u_{21} \sigma_1}{r_c} \\
 F_3(n_{eff}, n_e) = -F_2 p_l(r_g) + \frac{q_l(r_g)}{u_2} \\
 G_3(n_{eff}, n_e) = -\frac{n_e^2}{n_g^2} \left[G_2 p_l(r_g) - \frac{n_g^2 \xi_0^1 q_l(r_g)}{n_e^2 u_2} \right]
 \end{array} \right. \quad (5.16)$$

La constante de normalisation $E_{l,m}$ est déterminée en imposant que la puissance véhiculée par chaque mode soit égale à 1 Watt :

$$P_{l,m} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left[\int_{\Phi=0}^{2\pi} \int_{r=0}^{\infty} (E_{l,m}^r H_{l,m}^{\Phi*} - H_{l,m}^{r*} E_{l,m}^\Phi) \right] = 1 W \quad (5.17)$$

On peut noter que la composante radiale du champ électrique est imaginaire pure tandis que la composante azimuthale est réelle. Pour le champ magnétique,

c'est l'inverse : la composante radiale est réelle et la composante azimuthale est imaginaire pure.

Par conséquent, sur les Figures 5.5 et 5.6, nous avons représenté respectivement la partie imaginaire de la composante radiale (multipliée par le carré de l'indice de réfraction de chaque milieu) et la partie réelle de la composante azimuthale du champ électrique pour les quatre premiers modes de la famille $l = 1$ pour $n_e = 1$. On remarque essentiellement que les modes d'ordre m impair (1, 1) et (1, 3) présentent un maximum en $r=0$, ce qui n'est pas le cas des modes d'ordre pair (1, 2) et (1, 4). Ceci est vrai pour les 20 premiers modes. Ce comportement provient directement du fait que l'on n'a pas négligé de prendre en compte le coeur dans l'analyse modale. Il va avoir une conséquence directe au niveau des coefficients de couplage : on s'attend en effet à ce que le couplage entre le mode guidé et les premiers modes de gaine ($1, 2 \times m$) soit très faible.

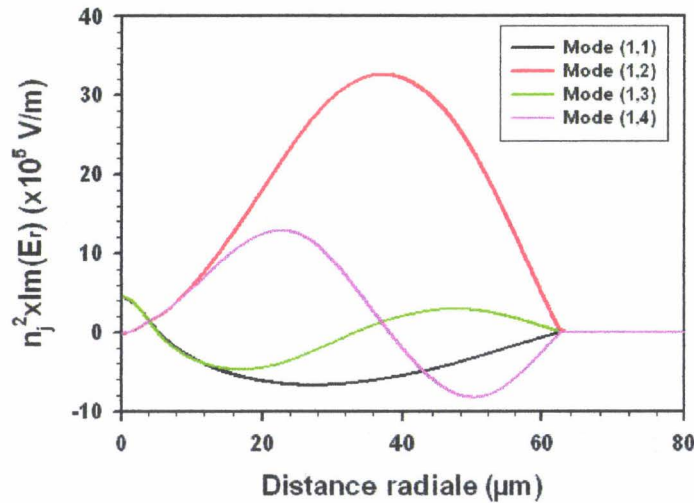


Fig. 5.5: Partie imaginaire de la composante radiale du champ électrique associé aux quatre premiers modes de gaine de la famille $l=1$ multipliée par le carré de l'indice de réfraction de chaque milieu pour assurer la continuité des courbes. On a fixé l'indice de réfraction extérieur à 1 et la longueur d'onde à 1530 nm.

A titre illustratif, nous représentons aux Figures 5.7 et 5.8 la composante radiale du champ électrique associé aux premiers modes de gaine des familles $l=2$ et $l=3$.

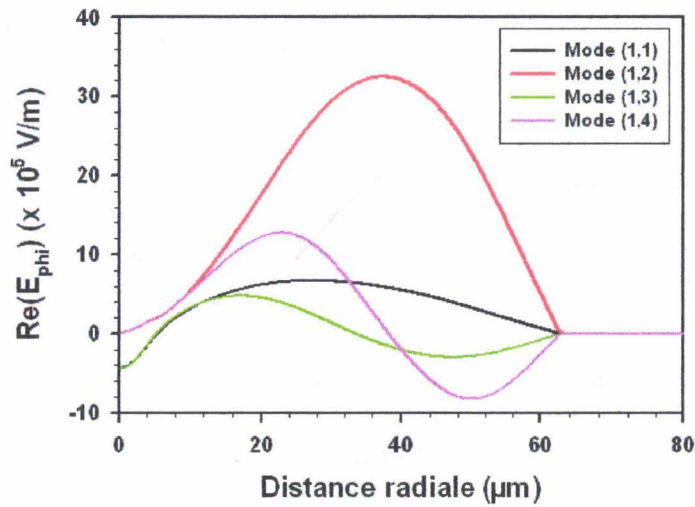


Fig. 5.6: Partie réelle de la composante azimuthale du champ électrique associé aux quatre premiers modes de gaine de la famille $l=1$. On a fixé l'indice de réfraction extérieur à 1 et la longueur d'onde à 1530 nm.

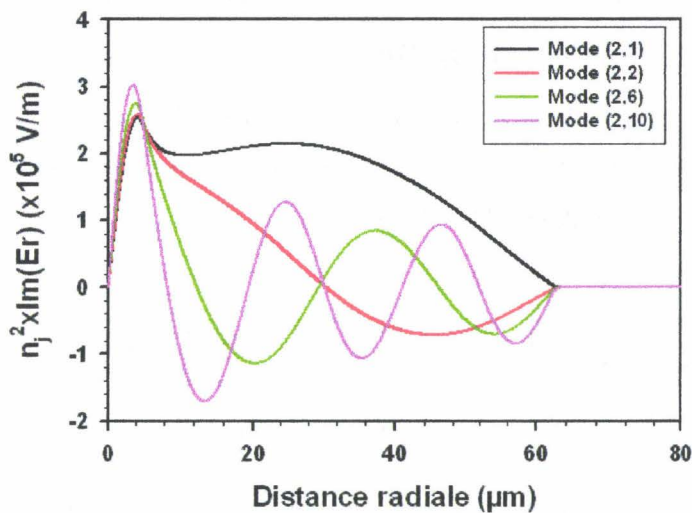


Fig. 5.7: Partie imaginaire de la composante radiale du champ électrique associé aux modes de gaine d'ordre 1, 2, 6, 10 de la famille $l=2$ multipliée par le carré de l'indice de réfraction de chaque milieu pour assurer la continuité des courbes. On a fixé l'indice de réfraction extérieur à 1 et la longueur d'onde à 1530 nm.

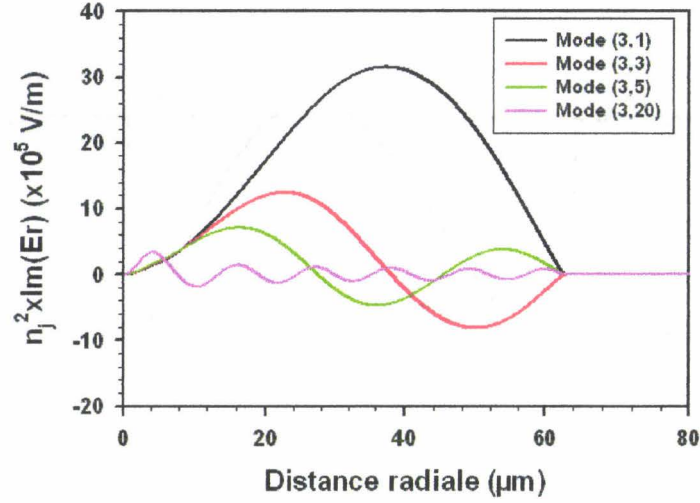


Fig. 5.8: Partie imaginaire de la composante radiale du champ électrique associé aux modes de gaine d'ordre 1, 3, 5, 20 de la famille $l=3$ multipliée par le carré de l'indice de réfraction de chaque milieu pour assurer la continuité des courbes. On a fixé l'indice de réfraction extérieur à 1 et la longueur d'onde à 1530 nm.

5.1.3 Calcul des coefficients de couplage entre modes guidés et modes de gaine

Nous avons vu au Chapitre II-2 que le coefficient de couplage $\Omega_{lm,01}$ entre le mode guidé et le mode de gaine (l, m) dans le cas d'un réseau de Bragg à traits inclinés prend la forme générale suivante :

$$\Omega_{lm,01} = \frac{\pi \Delta n_{\text{mod}}}{\lambda} \frac{\int_{\Phi=0}^{2\pi} \int_{r=-r_c}^{r_c} e^{-i K_{eff} r \tan \theta \cos \Phi} \vec{\mathcal{E}}_{lm}(r, \Phi) \vec{\mathcal{E}}_{01}^*(r, \Phi) r dr d\Phi}{\int_{\Phi=0}^{2\pi} \int_{r=-\infty}^{+\infty} \vec{\mathcal{E}}_{01}(r, \Phi) \vec{\mathcal{E}}_{01}^*(r, \Phi) r dr d\Phi} \quad (5.18)$$

Soit aussi, en utilisant la relation d'orthogonalité entre modes :

$$\Omega_{lm,01} = \frac{\pi \Delta n_{\text{mod}}}{\lambda} \frac{n_{eff}^{01}}{2 \mu c} \int_{\Phi=0}^{2\pi} \int_{r=-r_c}^{r_c} e^{-i K_{eff} r \tan \theta \cos \Phi} \vec{\mathcal{E}}_{lm}(r, \Phi) \vec{\mathcal{E}}_{01}^*(r, \Phi) r dr d\Phi \quad (5.19)$$

[II- 5] Coefficients de couplage entre mode guidé et modes de gaine ou radiatifs

On ne s'intéresse qu'au cas d'un réseau de Bragg inscrit dans le coeur. Par conséquent, on reprend uniquement les expressions dans le coeur des composantes radiale et azimuthale des champs électriques du mode guidé et du mode de gaine. Après quelques simplifications algébriques, le produit scalaire dans l'intégrale s'écrit sous la forme [90] :

$$E_{l,m}^r E_{01,c}^{r*} + E_{l,m}^{\Phi} E_{01,c}^{\Phi*} = E_{01} E_{l,m} u_1 \left(1 + \frac{\sigma_2 \xi_0^1}{l n_c^2}\right) J_0 \left(V \sqrt{1 - b \frac{r}{r_c}}\right) J_{l-1}(u_1 r) \cos((l-1) \Phi) \quad (5.20)$$

Par conséquent, le coefficient de couplage devient :

$$\Omega_{lm,01} = \frac{\pi \Delta n_{\text{mod}}}{\lambda} \frac{n_{eff}^{01}}{2\mu c} E_{01} E_{l,m} u_1 \left(1 + \frac{\sigma_2 \xi_0^1}{l n_c^2}\right) \int_{\Phi=0}^{2\pi} \int_{r=-r_c}^{r_c} e^{-i K_{eff} r \tan \theta \cos \Phi} J_0 \left(V \sqrt{1 - b \frac{r}{r_c}}\right) \times J_{l-1}(u_1 r) \cos((l-1) \Phi) r dr d\Phi \quad (5.21)$$

On utilise maintenant la relation suivante concernant les fonctions de Bessel :

$$J_l(z) = \frac{i^{-l}}{2\pi} \int_{\Phi=0}^{2\pi} e^{iz \cos \Phi} \cos(l \Phi) d\Phi \quad (5.22)$$

Le coefficient de couplage devient alors :

$$\Omega_{lm,01} = i^{l-1} \frac{\pi^2 \Delta n_{\text{mod}}}{\lambda} \frac{n_{eff}^{01}}{\mu c} E_{01} E_{l,m} u_1 \left(1 + \frac{\sigma_2 \xi_0^1}{l n_c^2}\right) \int_{r=-r_c}^{r_c} J_0 \left(V \sqrt{1 - b \frac{r}{r_c}}\right) \times J_{l-1}(u_1 r) J_{l-1}(K_{eff} r \tan \theta) r dr$$

(5.23)

Cette relation est parfaitement identique à celle proposée par K. S. Lee et T. Erdogan dans leur publication étudiant les coefficients de couplage entre le mode guidé et les modes de gaine pour des réseaux à traits inclinés [90]. En reprenant les notations de cet article, il suffit en effet de remarquer que : $\Delta n_{\text{mod}} = \frac{\Delta n}{2}$ et $n_{eff}^{01} = n_1$.

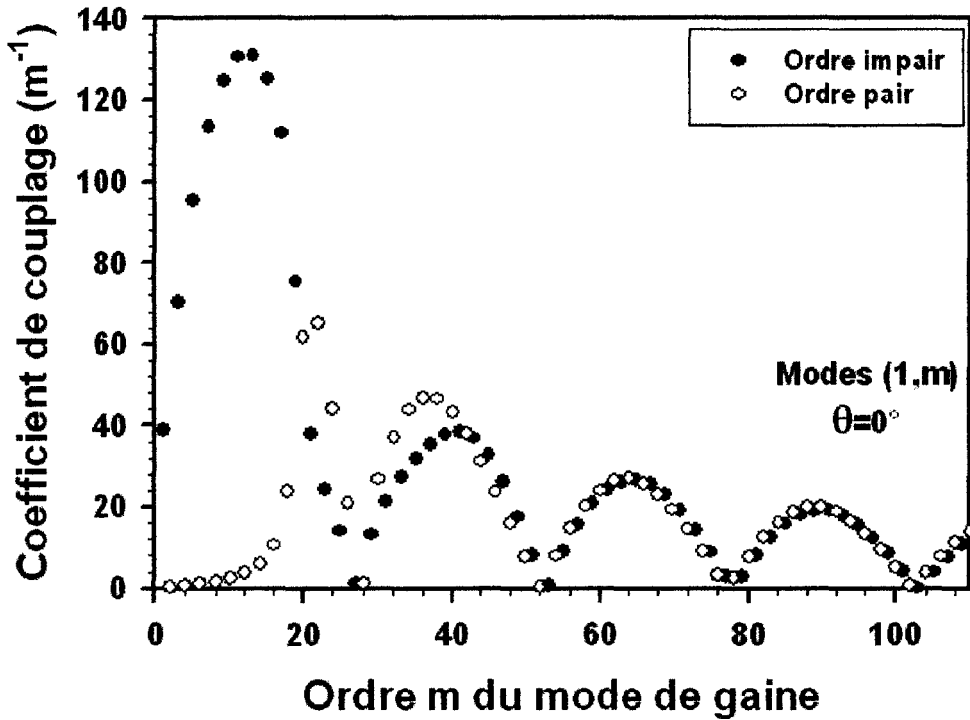


Fig. 5.9: Coefficient de couplage entre le mode guidé et les modes de gaine (1,m) pour un réseau de Bragg à pas court uniforme ($\theta=0^\circ$). On a représenté séparément les modes d'ordre m pair et ceux d'ordre m impair.

5.1.4 Illustration

Dans cette partie, nous utilisons la relation (5.23) pour calculer la valeur des coefficients de couplage entre le mode guidé fondamental et les modes de gaine dont les indices effectifs sont calculés à partir de la relation (5.12). Nous considérons la fibre optique STD1 (cf. Annexe A). On fixe par ailleurs l'indice de réfraction extérieur à 1. En outre, nous prenons : $\lambda=1530$ nm, $n_{eff}^{01}=1,45997327$ et $\Lambda=523,982$ nm. Les effets de la dispersion ne sont pas pris en compte.

La Figure 5.9 illustre l'évolution du coefficient de couplage $\Omega_{lm,01}$ pour un réseau de Bragg ayant un angle d'inclinaison des traits nul et en considérant les 110 premiers modes de la famille $l = 1$. Pour les familles avec $l > 1$, un angle d'inclinaison des traits nul implique que les coefficients de couplage correspondants sont également nuls.

Dès que l'angle d'inclinaison des traits du réseau devient non nul ($\theta > 0^\circ$), les coefficients de couplage vers les modes de nombre azimuthal $l > 1$ ne sont plus nuls. Ils doivent donc être pris en compte pour toute modélisation de la réponse spectrale en transmission d'un réseau de Bragg à traits inclinés. Et ce d'autant plus que les valeurs de ces coefficients (au moins pour $l \leq 3$) ne sont pas du tout négligeables devant les valeurs des coefficients des modes de la famille $(1, m)$ [90]. Nous avons représenté à la Figure 5.10 les valeurs de ces coefficients pour les trois familles $l = 1, 2$ et 3 et pour trois angles de blaze différents ($\theta = 1^\circ, 2^\circ$ et 4°).

On constate tout d'abord que, pour toute famille de modes de gaine, plus l'angle d'inclinaison des traits augmente et plus le maximum de couplage se produit pour des modes d'ordre m élevé. Ainsi, tandis que pour $\theta = 1^\circ$ le maximum de couplage, pour les trois familles, se produit pour un mode d'ordre m inférieur à 20, pour un angle de blaze de 4° , le maximum de couplage a lieu pour une valeur de m autour de 60.

Quelle que soit la famille considérée, et pour un angle d'inclinaison des traits nul, on constate également que les coefficients de couplage pour des modes d'ordre pair et impair ne deviennent comparables que si m prend des valeurs supérieures à 40, typiquement. En prenant par exemple la famille $l = 1$, on observe, pour $m < 40$, le comportement que nous avons anticipé lors de l'étude des champs : les coefficients de couplage des modes $(1, 2m)$ sont nettement inférieurs à ceux des modes $(1, 2m + 1)$.

Si on regarde l'équation (5.23) donnant le coefficient de couplage $\Omega_{lm,01}$, on se rend compte que, pour un mode donné, ce coefficient doit varier de façon pseudo-périodique du fait de la présence du terme $J_{l-1}(K_{eff} r \tan \theta)$ sous le signe d'intégration. Sur la Figure 5.11, nous avons représenté l'évolution du coefficient de couplage pour un mode de chacune des trois familles $l=1, 2$ et 3 . On constate effectivement ce phénomène d'oscillation avec la valeur de l'angle d'inclinaison des traits. On constate également que plus l est élevé et plus le coefficient de couplage pour un mode donné devient maximum pour des valeurs élevées de l'angle d'inclinaison des traits.

[II- 5] Coefficients de couplage entre mode guidé et modes de gaine ou radiatifs

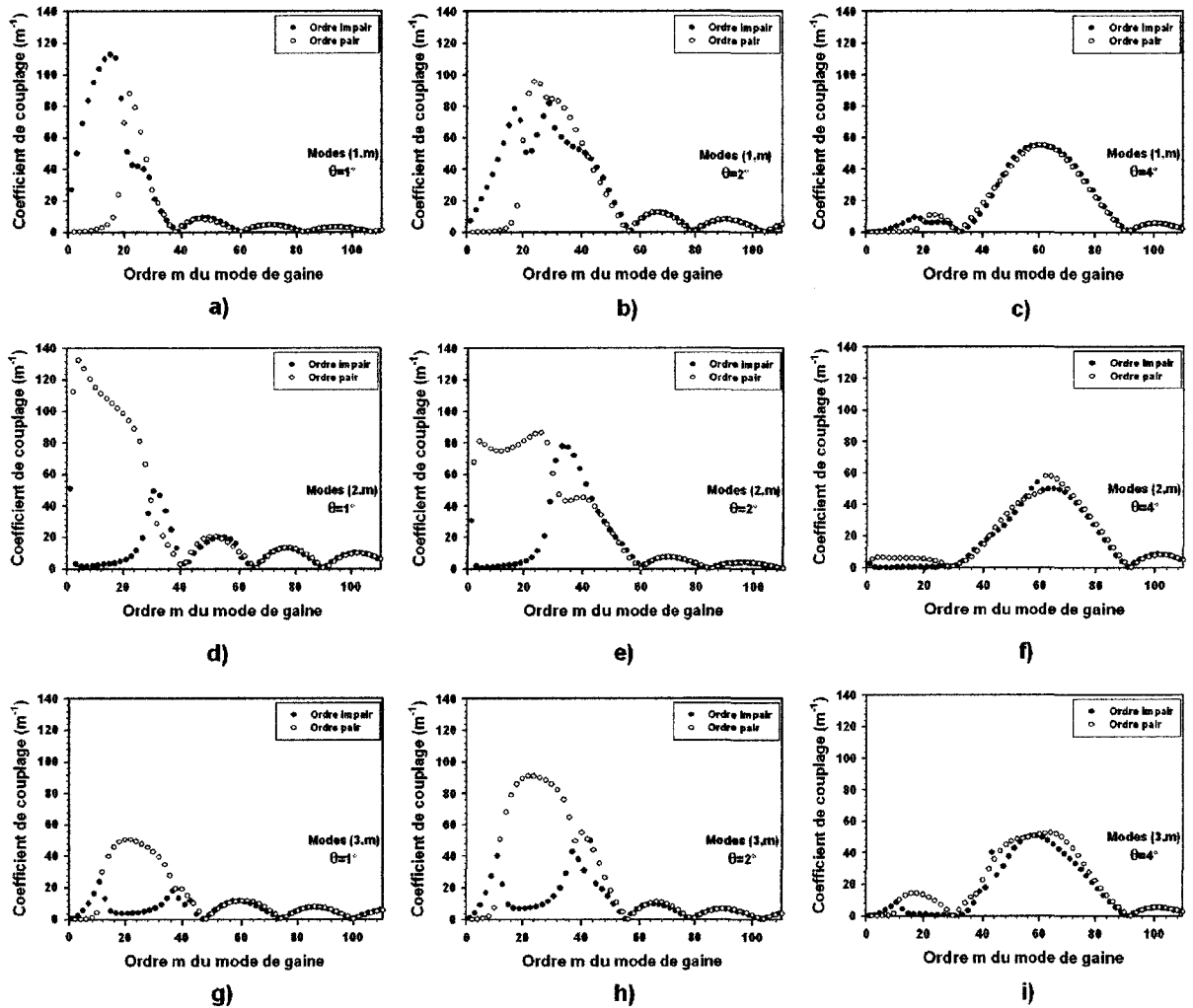


Fig. 5.10: Coefficients de couplages entre le mode guidé et les modes de gaine dans différents cas : a) modes (1,m) et $\theta=1^\circ$, b) modes (1,m) et $\theta=2^\circ$, c) modes (1,m) et $\theta=4^\circ$, d) modes (2,m) et $\theta=1^\circ$, e) modes (2,m) et $\theta=2^\circ$, f) modes (2,m) et $\theta=4^\circ$, g) modes (3,m) et $\theta=1^\circ$, h) modes (3,m) et $\theta=2^\circ$, i) modes (3,m) et $\theta=4^\circ$.

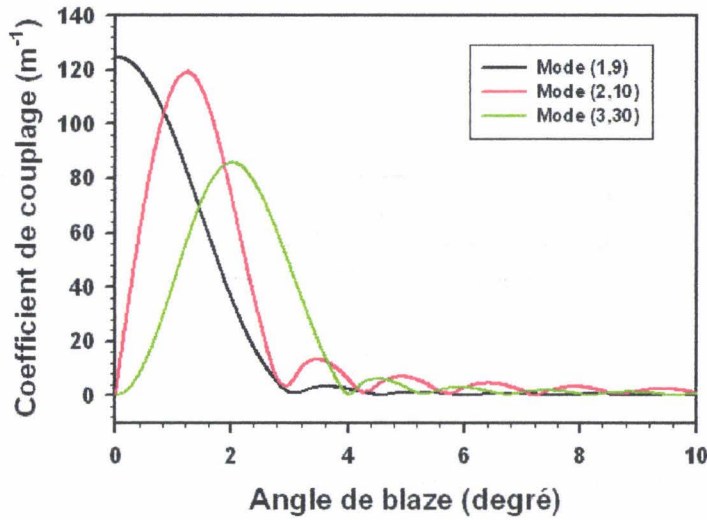


Fig. 5.11: Evolution du coefficient de couplage entre le mode guidé et trois modes de gaine en fonction de l'angle de blaze.

5.2 Modélisation du couplage entre mode guidé et modes radiatifs

5.2.1 Principe de la modélisation

Pour modéliser le couplage entre le mode guidé et les modes radiatifs, tout en prenant en compte une structure cylindrique à trois couches et un indice extérieur variable et supérieur ou égal à celui de la gaine, nous utilisons les travaux publiés par Y. Koyamada [82]. On considère la fibre optique STD1 dont les caractéristiques opto-géométriques sont définies en Annexe A.

Le modèle développé consiste à utiliser l'expression des champs associés au mode guidé et aux modes radiatifs dans le cas de la structure représentée à la Figure 5.12. Partant de ces expressions, on établit celles des coefficients de couplage puis on détermine une expression approchée du coefficient de transmission spectrale.

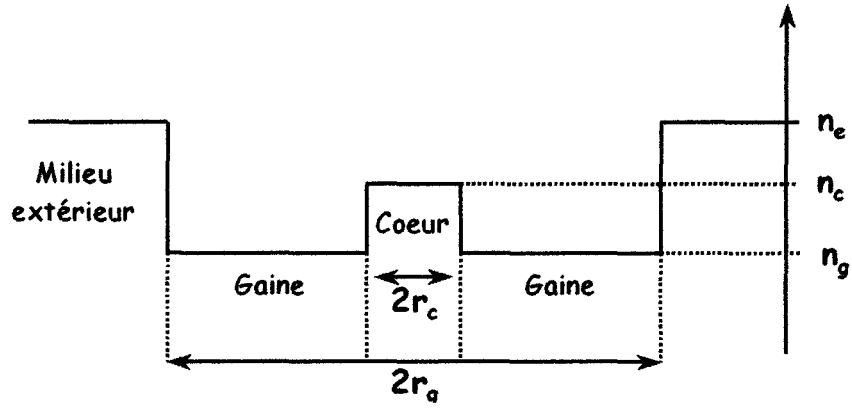


Fig. 5.12: Profil d'indice de réfraction de la fibre considérée pour ce modèle ($n_e > n_g$).

5.2.2 Expressions des champs

Expression du champ associé au mode guidé

Comme nous n'allons étudier que le cas de réseau inscrit dans le coeur, nous n'avons besoin que de l'expression du champ guidé dans le coeur de la fibre optique [82] :

$$\begin{cases} \vec{E}_{01,c} = F_{01}(r) e^{i(\omega t - \beta_{01} z)} \vec{e}_e \\ \vec{H}_{01,c} = n_c \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} F_c(r) e^{i(\omega t - \beta_{01} z)} \vec{e}_h \\ F_{01}(r \leq r_c) = A_{01} J_0(\kappa r) \end{cases} \quad (5.24)$$

avec, en normalisant la puissance véhiculée par chaque mode à 1 Watt :

$$\begin{cases} k = \frac{2\pi}{\lambda} \\ \kappa = \sqrt{n_c^2 k^2 - \beta_{01}^2} \\ \gamma = \sqrt{\beta_{01}^2 - n_g^2 k^2} \\ A_{01}^2 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{2\gamma^2}{\pi r_c^2 n_c (n_c^2 - n_g^2) k^2 J_1^2(\kappa r_c)} \end{cases} \quad (5.25)$$

\vec{e}_e et \vec{e}_h sont deux vecteurs unitaires orthogonaux entre eux et à l'axe de la fibre.

Expression des champs associés aux modes radiatifs

On se place dans l'approximation des modes linéairement polarisés, c'est-à-dire dans les conditions de faible guidage ($n_e - n_g \ll n_g$). Les champs associés aux modes radiatifs s'écrivent alors de la façon suivante [82], avec m un nombre entier :

$$\begin{cases} \vec{E}_{m,\xi} = F_{m,\xi}(r) e^{i(\omega t - \beta_{m\xi} z)} \cos(m\Phi) \vec{e}_e \\ \vec{H}_{m,\xi} = n_c \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} F_{m,\xi}(r) e^{i(\omega t - \beta_{m\xi} z)} \cos(m\Phi) \vec{e}_h \end{cases} \quad (5.26)$$

Pour tout $m \geq 0$, la fonction radiale $F_{m,\xi}$ est définie par les relations suivantes [82] :

$$\begin{cases} F_{m,\xi}(r \leq r_c) = A_{m,\xi} J_m(\sigma_{m\xi} r) \\ F_{m,\xi}(r_c \leq r \leq r_g) = A_{m,\xi} U_m(\rho_{m\xi} r) \\ F_{m,\xi}(r \geq r_g) = A_{m,\xi} V_m(\zeta_{m\xi} r) \end{cases} \quad (5.27)$$

Les fonctions U_m et V_m sont définies à partir des fonctions de Hankel $H_m^{(1)}$ et $H_m^{(2)}$, elles-mêmes définies à partir des fonctions de Bessel de première et de deuxième espèce J_m et Y_m :

$$\begin{cases} U_m(\rho_{m\xi} r) = B_m H_m^{(1)}(\rho_{m\xi} r) + C_m H_m^{(2)}(\rho_{m\xi} r) \\ V_m(\zeta_{m\xi} r) = D_m H_m^{(1)}(\zeta_{m\xi} r) + E_m H_m^{(2)}(\zeta_{m\xi} r) \\ H_m^{(1)}(x) = J_m(x) + i Y_m(x) \\ H_m^{(2)}(x) = J_m(x) - i Y_m(x) \end{cases} \quad (5.28)$$

Quant aux paramètres $\sigma_{m\xi}$, $\rho_{m\xi}$ et $\zeta_{m\xi}$, ils sont définis par :

$$\begin{cases} \sigma_{m\xi} = \sqrt{n_c^2 k^2 - \beta_{m\xi}^2} \\ \rho_{m\xi} = \sqrt{n_g^2 k^2 - \beta_{m\xi}^2} \\ \zeta_{m\xi} = \sqrt{n_e^2 k^2 - \beta_{m\xi}^2} \end{cases} \quad (5.29)$$

Enfin, les constantes B, C, D et E s'obtiennent à l'aide des relations de continuité aux interfaces données par D. Marcuse [104], c'est-à-dire la continuité de $F_{m,\xi}$ et $dF_{m,\xi}/dr$ en $r=r_c$ et en $r=r_g$:

$$\begin{cases} B_{m\xi} = i \frac{\pi r_c}{4} \left[\sigma_{m\xi} J_{m+1}(\sigma_{m\xi} r_c) H_m^{(2)}(\rho_{m\xi} r_c) - \rho_{m\xi} J_m(\sigma_{m\xi} r_c) H_{m+1}^{(2)}(\rho_{m\xi} r_c) \right] \\ C_{m\xi} = -i \frac{\pi r_c}{4} \left[\sigma_{m\xi} J_{m+1}(\sigma_{m\xi} r_c) H_m^{(1)}(\rho_{m\xi} r_c) - \rho_{m\xi} J_m(\sigma_{m\xi} r_c) H_{m+1}^{(1)}(\rho_{m\xi} r_c) \right] \\ D_{m\xi} = i \frac{\pi r_g}{4} \left[\rho_{m\xi} U_{m+1}(\rho_{m\xi} r_g) H_m^{(2)}(\zeta_{m\xi} r_g) - \zeta_{m\xi} U_m(\rho_{m\xi} r_g) H_{m+1}^{(2)}(\zeta_{m\xi} r_g) \right] \\ E_{m\xi} = -i \frac{\pi r_g}{4} \left[\rho_{m\xi} U_{m+1}(\rho_{m\xi} r_g) H_m^{(1)}(\zeta_{m\xi} r_g) - \zeta_{m\xi} U_m(\rho_{m\xi} r_g) H_{m+1}^{(1)}(\zeta_{m\xi} r_g) \right] \end{cases} \quad (5.30)$$

La constante de normalisation $A_{m,\xi}$ est donnée par :

$$\begin{cases} A_{m,\xi}^2 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{\beta_{m\xi} \zeta_{m\xi}}{2 e_m \pi n_c^2 k D_{m\xi} E_{m\xi}} \\ e_m = \begin{cases} 1 \text{ si } m \neq 0 \\ 2 \text{ si } m = 0 \end{cases} \end{cases} \quad (5.31)$$

Sur la Figure 5.13, nous avons représenté la fonction $F_{m,\xi}$ pour $m=0$ et pour deux valeurs de $\beta_{m\xi}$: l'une pour laquelle $F_{m,\xi}$ présente un maximum en $r=r_g$, et l'autre pour laquelle $F_{m,\xi}$ est nulle en $r=r_g$.

La fonction $F_{m,\xi}$ présente une variation de type sinusoïdale avec la distance radiale r , pour des valeurs de r suffisamment grandes par rapport à 0. Ceci s'explique par le comportement asymptotique des fonctions de Bessel $J_m(r)$ et $Y_m(r)$. Pour des valeurs de leur argument tendant vers l'infini, leurs formes asymptotiques s'écrivent comme une fonction sinusoïdale de r divisée par la racine carrée de r .

On observe également que les variations radiales sont fortement influencées par le milieu extérieur. Comme ζ est plus grand que ρ , la période des variations avec r devient beaucoup plus courte. Par ailleurs, quand $F_{m,\xi}$ est nulle en $r=r_g$, l'amplitude des variations dans le milieu extérieur diminue fortement par rapport à celle dans la gaine optique. Ceci peut s'expliquer par les réflexions de Fresnel à l'interface entre la gaine optique et le milieu extérieur : une partie de l'énergie lumineuse est piégée par la gaine optique.

5.2.3 Expression analytique du coefficient de transmission spectrale

On considère que la modulation de l'indice de réfraction du coeur introduite par la photo-inscription d'un réseau de Bragg s'écrit de la façon suivante :

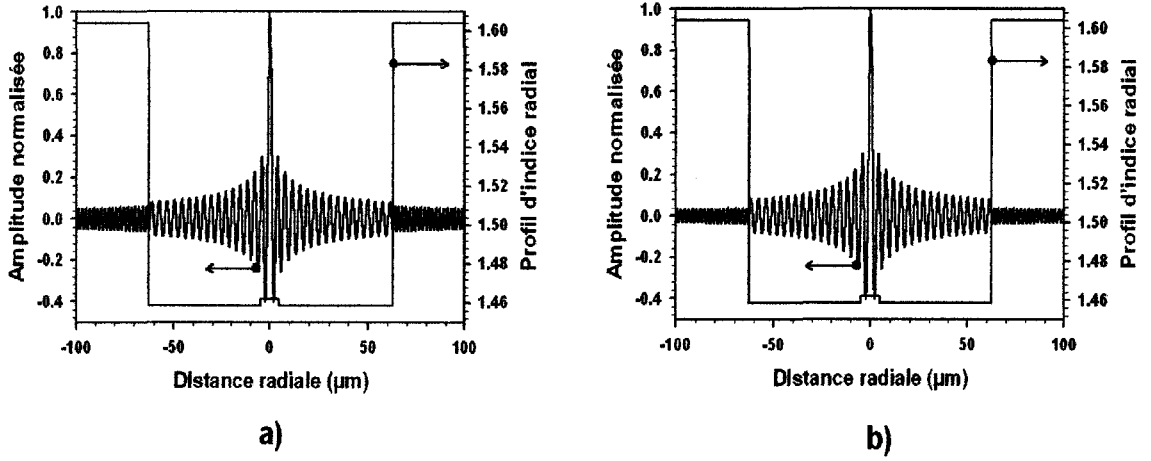


Fig. 5.13: Représentation de la fonction $F_{m,\xi}$ pour $m=0$ et pour deux valeurs de β_ξ :
a) β_ξ telle que $F_{m,\xi}$ présente un extremum en $r=r_g$ et b) β_ξ telle que $F_{m,\xi}$ soit nulle en $r=r_g$.

$$n(z) = n_c + \Delta n_{\text{mod}} \left[1 + C \cos \left(\frac{2\pi}{\Lambda_{\text{eff}}} z \right) \right] \quad (5.32)$$

avec C le contraste de modulation d'indice de réfraction.

On exprime le champ électromagnétique au sein du réseau de Bragg comme étant la superposition des champs associés aux modes fondamentaux guidés et aux modes radiatifs co- et contra-propagatifs [82][118] :

$$\begin{cases} \vec{E}(r, z, t) = c_{01,+}(z) \vec{E}_{01,+}(r, z, t) + c_{01,-}(z) \vec{E}_{01,-}(r, z, t) \\ \quad + \sum_{m=1}^{\infty} \int \left[c_{m,\xi,+}(z) \vec{E}_{m,\xi,+}(r, z, t) + c_{m,\xi,-}(z) \vec{E}_{m,\xi,-}(r, z, t) \right] d\xi \\ \vec{H}(r, z, t) = c_{01,+}(z) \vec{H}_{01,+}(r, z, t) - c_{01,-}(z) \vec{H}_{01,-}(r, z, t) \\ \quad + \sum_{m=1}^{\infty} \int \left[c_{m,\xi,+}(z) \vec{H}_{m,\xi,+}(r, z, t) - c_{m,\xi,-}(z) \vec{H}_{m,\xi,-}(r, z, t) \right] d\xi \end{cases} \quad (5.33)$$

$c_{01,+}(z)$, $c_{01,-}(z)$, $c_{m,\xi,+}$ et $c_{m,\xi,-}$ désignent les amplitudes des modes respectivement guidés co- et contra-propagatifs et des modes radiatifs (m,ξ) co- et contra-propagatifs.

[II- 5] Coefficients de couplage entre mode guidé et modes de gaine ou radiatifs

Dans le cas de réseaux de Bragg à pas courts, la présence de la perturbation associée à la modulation d'indice photoinduite entraîne un couplage soit entre les modes guidés co- et contra-propagatifs quand la condition d'accord de phase $2\beta_{01} = \frac{2\pi}{\Lambda_{eff}}$ est vérifiée, soit entre le mode guidé co-propagatif et les modes radiatifs contra-propagatifs lorsque la condition $\beta_{01} + \beta_{m,\xi} = \frac{2\pi}{\Lambda_{eff}}$ est vérifiée.

Y. Koyamada donne alors les équations de couplage entre modes [82]. Elles sont de la forme :

$$\begin{cases} \frac{dc_{01,+}(z)}{dz} = -i \sum_m \int \Omega_{01,m\xi} e^{i\Delta\Phi_{01,m\xi} z} c_{m,\xi,-}(z) d\xi \\ \frac{dc_{m,\xi,-}(z)}{dz} = i \Omega_{m\xi,01} e^{i\Delta\Phi_{01,m\xi} z} c_{01,+}(z) \end{cases} \quad (5.34)$$

Avec (p,q) deux indices prenant leurs valeurs dans (01,m\xi), on a également les définitions suivantes :

$$\begin{cases} \Delta\beta_{01,m\xi} = \beta_{01} + \beta_{m\xi} - \frac{2\pi}{\Lambda_{eff}} \\ \Omega_{p,q} = V \Delta n_{mod} h_{p,q} \\ h_{p,q} = \frac{\omega \varepsilon_0}{4} \int_{r=0}^{r_c} (n_c + \Delta n_{mod}) F_p(r) F_q(r) J_m(K_{eff} r \tan \theta) r dr d\Phi \end{cases} \quad (5.35)$$

Pour résoudre ces équations, Y. Koyamada commence par développer $c_{01,+}(z)$ et $c_{m,\xi,-}(z)$ en série au voisinage de $\eta = m \Delta n_{mod}$:

$$\begin{cases} c_{01,+}(z) = c_{01,+}^{(0)}(z) + \eta c_{01,+}^{(1)}(z) + \eta^2 c_{01,+}^{(2)}(z) + \dots \\ c_{m,\xi,-}(z) = c_{m,\xi,-}^{(0)}(z) + \eta c_{m,\xi,-}^{(1)}(z) + \eta^2 c_{m,\xi,-}^{(2)}(z) + \dots \end{cases} \quad (5.36)$$

On injecte ces expressions dans les équations différentielles établies précédemment et on identifie les termes ayant la même dépendance en η . On obtient alors, avec $n > 1$ (n représentant l'ordre du développement en série) :

$$\begin{cases} \frac{dc_{01,+}^{(0)}(z)}{dz} = \frac{dc_{m,\xi,-}^{(0)}(z)}{dz} = 0 \\ \frac{dc_{01,+}^{(n)}(z)}{dz} = -i \sum_m \int h_{01,m\xi} e^{i\Delta\beta_{01,m\xi} z} c_{m,\xi,-}^{(n-1)}(z) d\xi \\ \frac{dc_{m,\xi,-}^{(n)}(z)}{dz} = i h_{m\xi,01} e^{-i\Delta\beta_{01,m\xi} z} c_{01,+}^{(n-1)}(z) \end{cases} \quad (5.37)$$

[II- 5] Coefficients de couplage entre mode guidé et modes de gaine ou radiatifs

On utilise les conditions aux limites : $c_{01,+}^{(0)}(0) = c_0$, $c_{m,\xi,-}^{(0)}(L_r) = 0$, et, pour $n > 0$, $c_{01,+}^{(n)}(0) = 0$ et $c_{m,\xi,-}^{(n)}(L_r) = 0$. En se limitant à un développement à l'ordre deux, on montre alors que le coefficient de transmission normalisée s'exprime selon :

$$\left\{ \begin{array}{l} \left| \frac{c_{01,+}(z)}{c_0} \right| = 1 + \sum_m \int \alpha_{m\xi} \frac{[i \Delta\beta_{01,m\xi} - 1 + e^{-i \Delta\beta_{01,m\xi} L_r}]}{\Delta\beta_{01,m\xi}^2} d\beta_{m\xi} \\ \alpha_{m\xi} = \Omega_{01,m\xi}^2 \frac{\beta_{m\xi}}{\zeta_{m\xi}} \end{array} \right. \quad (5.38)$$

Si on suppose que $\alpha_{m\xi}$ ne varie que lentement avec $\beta_{m\xi}$ sur le domaine d'intégration, on peut le sortir du terme intégral. On peut ainsi poursuivre le calcul analytique et on obtient :

$$\left| \frac{c_{01,+}(z)}{c_0} \right| = 1 - \pi L_r \sum_m \alpha_{m\xi} \quad (5.39)$$

Jusqu'ici, nous n'avons considéré qu'un développement en série à l'ordre deux. En considérant plus de termes, on arrive, à la limite, à l'expression finale suivante [82] :

$$\left| \frac{c_{01,+}(z)}{c_0} \right| = e^{-\pi L_r \sum_m \alpha_{m\xi}} \quad (5.40)$$

On remarque alors que $\pi \sum_m \alpha_{m\xi}$ représente le coefficient de pertes par unité de longueur dans le réseau. Notons toutefois que cette expression n'est valable que si $\alpha_{m\xi}$ ne varie que lentement avec $\beta_{m\xi}$.

5.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté deux outils théoriques permettant de rendre compte de l'évolution de la réponse spectrale en transmission des réseaux de Bragg à traits inclinés lorsque l'indice de réfraction n_{ext} du milieu environnant la fibre optique varie. Le premier modèle, basé sur l'approche de C. Tsao [152] et T. Erdogan [36], traite du cas où n_{ext} est compris entre l'indice de réfraction de l'air et celui n_g de la gaine de la fibre optique : $1 \leq n_{ext} \leq n_g$. Nous l'utilisons

[II- 5] Coefficients de couplage entre mode guidé et modes de gaine ou radiatifs

dans le chapitre IV-2 pour déterminer dans un premier temps l'évolution des indices effectifs des modes de gaine en fonction de n_{ext} . Puis, nous exploitons les expressions théoriques des coefficients de couplage entre le mode guidé et les modes de gaine dans le cas d'un réseau de Bragg à traits inclinés pour déterminer leur évolution avec n_{ext} . Quant au second modèle, développé à partir des travaux de Y. Koyamada [82], il envisage le cas du couplage entre le mode guidé et le continuum de modes radiatifs pour un réseau de Bragg à traits inclinés environné par un milieu d'indice de réfraction supérieur à celui de la gaine de la fibre optique : $n_{ext} \geq n_g$. Il est mis en oeuvre toujours au chapitre IV-2 afin de modéliser leur réponse spectrale en transmission en fonction de n_{ext} .

Troisième partie

**INSCRIPTION ET
CARACTERISATION
SPECTRALE DE RESEAUX DE
BRAGG A TRAITES INCLINES**

Chapitre 1

Inscription de réseaux de Bragg à traits inclinés

Depuis les travaux de G. Meltz et W. W. Morey en 1989 [113], plusieurs montages de photo-inscription de réseaux de Bragg dans les fibres optiques ont été proposés et utilisés. Chacun de ces montages cherche à améliorer le processus de photo-inscription, par exemple en terme de reproductibilité ou en terme de longueur de réseau [105]. La plupart de ces procédés permettent d'inscrire des réseaux de Bragg uniformes et une ou plusieurs catégories de réseaux non uniformes. Dans ce Chapitre, nous présentons deux montages que nous avons utilisés pour inscrire des réseaux de Bragg à traits inclinés. Il s'agit des montages dits à *masque de phase* et à *miroir de Lloyd*. Tous deux reposent sur un phénomène interférentiel pour générer, *via* le phénomène de photosensibilité, la modulation d'indice de réfraction constituant le réseau. Nous verrons que le montage à masque de phase constitue en fait un interféromètre à division d'amplitude, tandis que le montage à miroir de Lloyd est un interféromètre à division du front d'onde.

1.1 Montage d'inscription à masque de phase

1.1.1 Principe du masque de phase

Un masque de phase est un réseau de diffraction gravé dans un substrat de silice fondue (afin de transmettre le rayonnement ultra-violet). Les traits du ré-

seau ont une profondeur et un profil optimisés pour ne diffracter de la lumière que dans des ordres de diffraction spécifiques. Si Λ_{pm} désigne la période du réseau gravé sur le masque, les angles, par rapport à la normale au masque, des rayons diffractés sont donnés par la relation [71] :

$$\Lambda_{pm} = \frac{m \lambda_{UV}}{\sin\left(\frac{\theta_m}{2}\right) - \sin(\theta_i)} \quad (1.1)$$

avec $\theta_m/2$ l'angle du faisceau diffracté, θ_i l'angle d'incidence du faisceau UV de longueur d'onde λ_{UV} et m l'ordre du mode ($m = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$). En incidence normale ($\theta_i = 0$) et pour une période Λ_{pm} comprise entre λ_{UV} et $\lambda_{UV}/2$, les seuls ordres de diffraction existants sont $m = -1, 0, +1$.

Pour inscrire un réseau de Bragg, on utilise le phénomène interférentiel se produisant dans la zone de croisement des faisceaux diffractés aux ordres -1 et $+1$ (cf. Figure 1.1). Les plans d'égale intensité du champ de franges d'interférences ainsi formé sont perpendiculaires au plan du masque de phase et sont espacés de :

$$\Lambda = \frac{\lambda_{UV}}{2 \sin\left(\frac{\theta_m}{2}\right)} = \frac{\Lambda_{pm}}{2} \quad (1.2)$$

Pour obtenir un champ d'interférences dont l'intensité est indépendante de la coordonnée spatiale z , il est nécessaire que l'efficacité de diffraction dans l'ordre 0 soit nulle. Dans le cas contraire, le faisceau diffracté dans l'ordre 0 crée une sur-modulation de l'intensité lumineuse dans la direction perpendiculaire au masque. Ce phénomène peut s'interpréter en termes de franges de Talbot [35][87]. Il diminue la visibilité des franges d'interférences et est à l'origine d'un manque de reproductibilité lors de la photo-inscription.

En choisissant convenablement la profondeur d des traits du masque, on peut annuler l'ordre 0 de diffraction :

$$d = \frac{\lambda_{UV}}{2(n_{\text{silice}} - 1)} \quad (1.3)$$

Cependant, cette condition sur la profondeur des sillons n'est valable que pour un faisceau incident monochromatique et non divergent, ainsi que pour

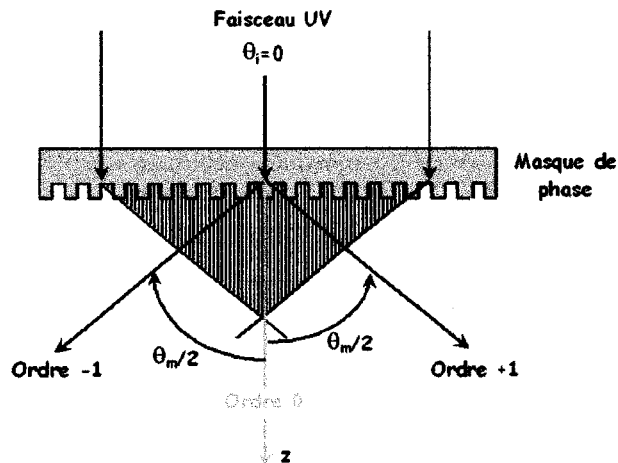


Fig. 1.1: Schéma de principe d'un masque de phase avec représentation du champ de franges d'interférences entre les faisceaux diffractés aux ordres +1 et -1.

une unique longueur d'onde λ_{UV} . Aussi, dans la pratique, l'ordre 0 ne peut être totalement supprimé : il correspond en général à quelques pour cents de l'énergie totale diffractée.

1.1.2 Mise en oeuvre pour l'inscription de réseaux de Bragg à traits inclinés

L'inscription d'un réseau de Bragg à l'aide d'un masque de phase consiste à placer une fibre, dont on a préalablement retiré le revêtement protecteur, perpendiculairement à la direction des franges rectilignes d'interférences générées par les ordres +1 et -1 de diffraction. Le faisceau UV est focalisé sur la fibre à l'aide d'une lentille cylindrique de génératrice parallèle à son axe. Le spot UV a donc une forme sensiblement elliptique. La période du réseau de Bragg ainsi obtenu est identique à celle des interférences. La longueur d'onde de Bragg est alors donnée par :

$$\lambda_{Bragg} = n_{eff} \Lambda_m \quad (1.4)$$

où n_{eff} correspond à l'indice effectif du mode guidé fondamental.

Pour réaliser un réseau de Bragg à traits inclinés, il faut introduire un angle θ entre l'axe de propagation de la fibre optique et les plans d'égale intensité du champ de franges. Cet angle peut être introduit en tournant la fibre soit dans un plan perpendiculaire à la surface au masque, soit dans un plan parallèle à cette surface.

Tourner la fibre dans un plan perpendiculaire au masque impose une limite supérieure θ_l à cet angle (cf. Figure 1.2). θ_l dépend à la fois des dimensions du champ d'interférences (et donc de celles du masque et du faisceau incident) mais aussi de la position de l'axe de rotation par rapport à ce champ. Dans le cas d'un masque parallélépipédique, θ_l atteint une valeur maximale en confondant cet axe avec l'une des deux arêtes du masque perpendiculaires à la fibre. Dans ce cas, θ_l peut être exprimé en fonction de la largeur W du faisceau laser et de la longueur L du masque de phase :

$$\theta_l = \arctan \left[\frac{W}{L} \cotan \left(\frac{\theta_m}{2} \right) \right] \quad (1.5)$$

Il faut noter cependant que cet angle limite correspond à une longueur de réseau nulle.

En tournant la fibre dans un plan parallèle à la surface du masque, il n'y a plus de limite sur l'angle de rotation (cf. Figure 1.2). Cependant, dans ce cas, les géométries du masque et du spot UV de forme elliptique vont limiter la longueur des réseaux que l'on peut inscrire pour un angle donné (cf. Figure 1.2 b)). Pour utiliser au mieux la géométrie du faisceau, une solution alternative consiste à faire tourner le masque autour d'un axe perpendiculaire à son plan, et non plus la fibre par rapport au masque. La longueur maximale du réseau reste cependant limitée par la hauteur des traits du masque.

1.1.3 Schéma du montage pour l'inscription de réseaux de Bragg à traits inclinés

Le montage à masque de phase que nous avons utilisé (développé à l'Université de Lille par les Professeurs P. Niay, M. Douay et leur équipe) consiste précisément à tourner le masque de phase autour d'un axe perpendiculaire à son plan de façon

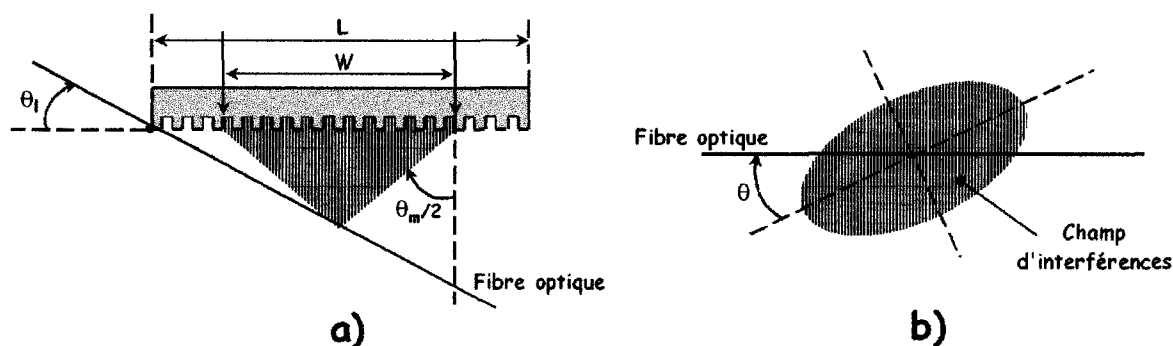


Fig. 1.2: Rotation d'une fibre optique dans un plan a) perpendiculaire à la surface du masque et b) parallèle à cette même surface pour introduire un angle entre la figure d'interférences et l'axe de propagation de la fibre.

à ce que l'angle entre les traits du masque et la fibre puisse être ajusté. Son schéma est représenté sur la Figure 1.3. Il consiste en un laser Fred300 de la société Coherent émettant un rayonnement continu à 244 nm. Ce faisceau est dirigé sur un miroir monté sur un axe de rotation motorisé. Le point d'impact sur ce miroir est lui-même disposé au foyer d'une lentille cylindrique qui va transformer toute rotation du miroir en une translation du spot laser parallèlement à l'axe de propagation de la fibre optique. L'amplitude de la rotation appliquée au miroir mobile fixe la longueur de fibre balayée et donc la longueur du réseau de Bragg inscrit. Entre la fibre et la lentille cylindrique est intercalé un masque de phase placé sur une platine de rotation dont la partie centrale est évidée. Ce dispositif permet de transmettre le faisceau laser vers la fibre. L'inscription d'un réseau de Bragg est suivie en temps réel en enregistrant la transmission spectrale de la fibre à l'aide d'une source laser accordable de type Tunic (de la société Photonetics) et d'un détecteur de type InGaAs.

1.2 Montage d'inscription à miroir de Lloyd

1.2.1 Principe

Le montage à miroir de Lloyd fait partie de la catégorie des interféromètres à division du front d'onde. Comme le montre la Figure 1.4, le miroir de Lloyd

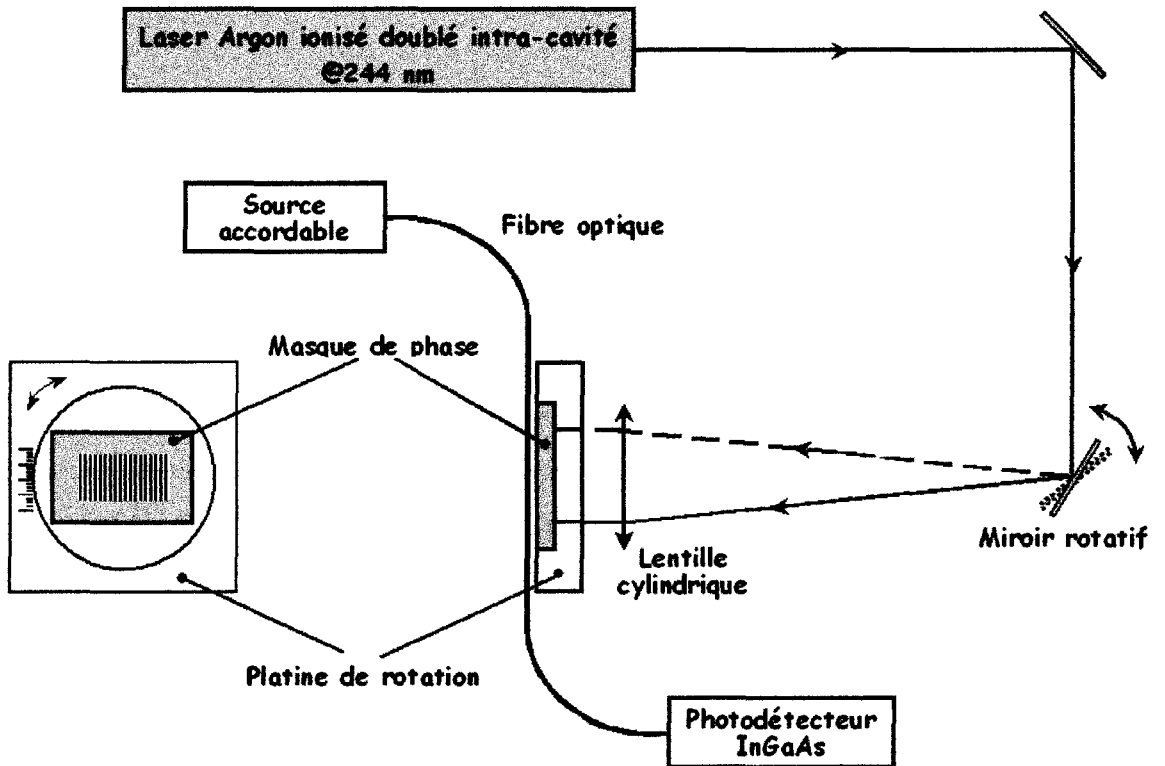


Fig. 1.3: Schéma de principe du montage à masque de phase réalisé à l'Université de Lille par les Prof. P. Niay et M. Douay pour inscrire des réseaux de Bragg à traits inclinés.

intercepte une partie d'un faisceau laser UV, incident selon un angle α . Des interférences se produisent alors dans la zone de superposition entre les parties réfléchies et non réfléchies du faisceau incident. Le pas de la figure de franges d'interférences est donné par la relation suivante :

$$\Lambda = \frac{\lambda_{UV}}{2 \cos \alpha} \quad (1.6)$$

où λ_{UV} désigne la longueur d'onde du rayonnement incident (supposé monochromatique).

Pour inscrire un réseau de Bragg avec cet interféromètre, la fibre est placée perpendiculairement au plan réfléchissant du miroir. Le réseau s'inscrit dans la portion de fibre située dans le champ d'interférences. Une lentille cylindrique de génératrice parallèle à l'axe de propagation de la fibre optique focalise le faisceau dans le coeur de la fibre.

A partir de l'expression (1.6) donnant le pas des interférences et de la relation de Bragg, on obtient l'équation donnant la longueur d'onde de Bragg :

$$\lambda_B = \frac{n_{eff} \lambda_{UV}}{\cos \alpha} \quad (1.7)$$

avec n_{eff} l'indice effectif du mode guidé fondamental.

Ainsi, par une simple rotation du miroir, on peut changer la valeur de l'angle d'incidence α et, par conséquent, accorder la longueur d'onde de Bragg du réseau. Ce montage offre donc une plus grande souplesse d'utilisation qu'un montage à masque de phase pour lequel un masque donné ne permet généralement¹ d'inscrire qu'une unique longueur d'onde de Bragg.

¹Une solution pour accorder la valeur de la longueur d'onde de Bragg que l'on peut inscrire avec un masque de phase et une fibre optique donnés consiste à exercer une traction longitudinale constante sur la fibre optique durant l'inscription du réseau.

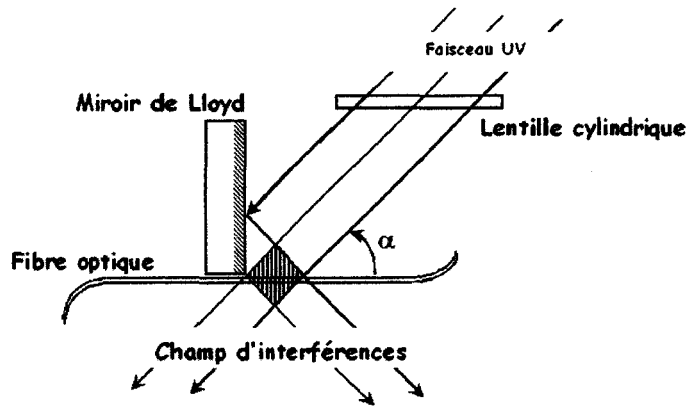


Fig. 1.4: Schéma de principe de l'interféromètre à miroir de Lloyd.

1.2.2 Schéma du montage pour l'inscription de réseaux de Bragg à traits inclinés

Schéma de l'interféromètre de Lloyd

Comme pour le montage à masque de phase, l'inscription d'un réseau de Bragg à traits inclinés nécessite d'introduire un angle différent de $\frac{\pi}{2}$ entre l'axe de propagation de la fibre optique et les plans d'égalité d'intensité du champ de franges d'interférences. Pour cela, la fibre optique est disposée sur une platine de rotation R1 dont l'axe de rotation est confondu avec l'arête du miroir de Lloyd biseauté. Le miroir de Lloyd et la platine de rotation R1 sont fixés sur une seconde platine de rotation R2. L'axe de rotation de R2 est confondu avec l'arête du miroir et l'axe de rotation de R1. Cette platine R2 permet de régler la valeur de l'angle d'incidence α du faisceau laser UV sur le miroir de Lloyd biseauté. La valeur de l'angle α détermine la valeur du pas des franges du champ d'interférences.

Le schéma de l'interféromètre à miroir de Lloyd que nous avons utilisé pour inscrire des réseaux de Bragg à traits inclinés est représenté à la Figure 1.5. Il comporte un miroir plan traité à l'aide d'un revêtement diélectrique pour être réfléchissant à 244 nm et supporter les densités de puissance engendrées par la focalisation avec la lentille cylindrique. Ce miroir est biseauté selon un angle de 45° (cf. Figure 1.5). Il est monté sur un support permettant de régler la perpendicularité entre la fibre et la surface plane du miroir. Deux platines de

translation permettent de mettre l'arête du miroir en contact avec la fibre et en coïncidence avec l'axe de rotation d'une platine motorisée. Celle-ci permet d'introduire l'angle d'inclinaison entre la fibre et les franges d'interférence lors de l'inscription d'un réseau de Bragg à traits inclinés. Un cache, disposé en amont de la fibre, permet de fixer la longueur d'insolation. Le biseau du miroir permet de tourner la fibre par rapport au plan des franges d'interférences tout en conservant la possibilité de réglage de la longueur du réseau photo-inscrit.

Schéma du banc d'expansion et de focalisation du faisceau laser

Outre l'interféromètre de Lloyd décrit précédemment, le montage d'inscription se compose d'un laser émettant un rayonnement continu à 244 nm avec une puissance optique en sortie d'au plus 100 mW, d'un système d'expansion du faisceau laser et d'une lentille de focalisation permettant de concentrer l'énergie lumineuse dans le coeur de la fibre optique insolée. Le schéma de ce banc d'inscription est représenté à la Figure 1.6.

La partie d'expansion du faisceau laser comporte tout d'abord un objectif de microscope combiné avec un trou de diamètre $8 \mu m$, ce qui permet de réaliser un filtrage spatial du spot émis par le laser. De façon à recollimater le faisceau après le trou de filtrage spatial, on utilise une seconde lentille de focale différente. L'ensemble (objectif de microscope/lentille) forme un système afocal de grandissement 25.

La distribution spatiale de l'intensité lumineuse du faisceau laser est de type gaussienne. De façon à rendre cette distribution aussi uniforme que possible, un second système afocal utilisant deux lentilles cylindriques est utilisé : il permet d'agrandir le faisceau de façon transversale. On obtient donc en sortie un faisceau de forme elliptique.

Enfin, une dernière lentille cylindrique permet de focaliser ce faisceau dans le coeur de la fibre optique. Compte-tenu des caractéristiques des différentes lentilles, la hauteur du petit axe du spot de focalisation est de l'ordre de $16 \mu m$ [105].

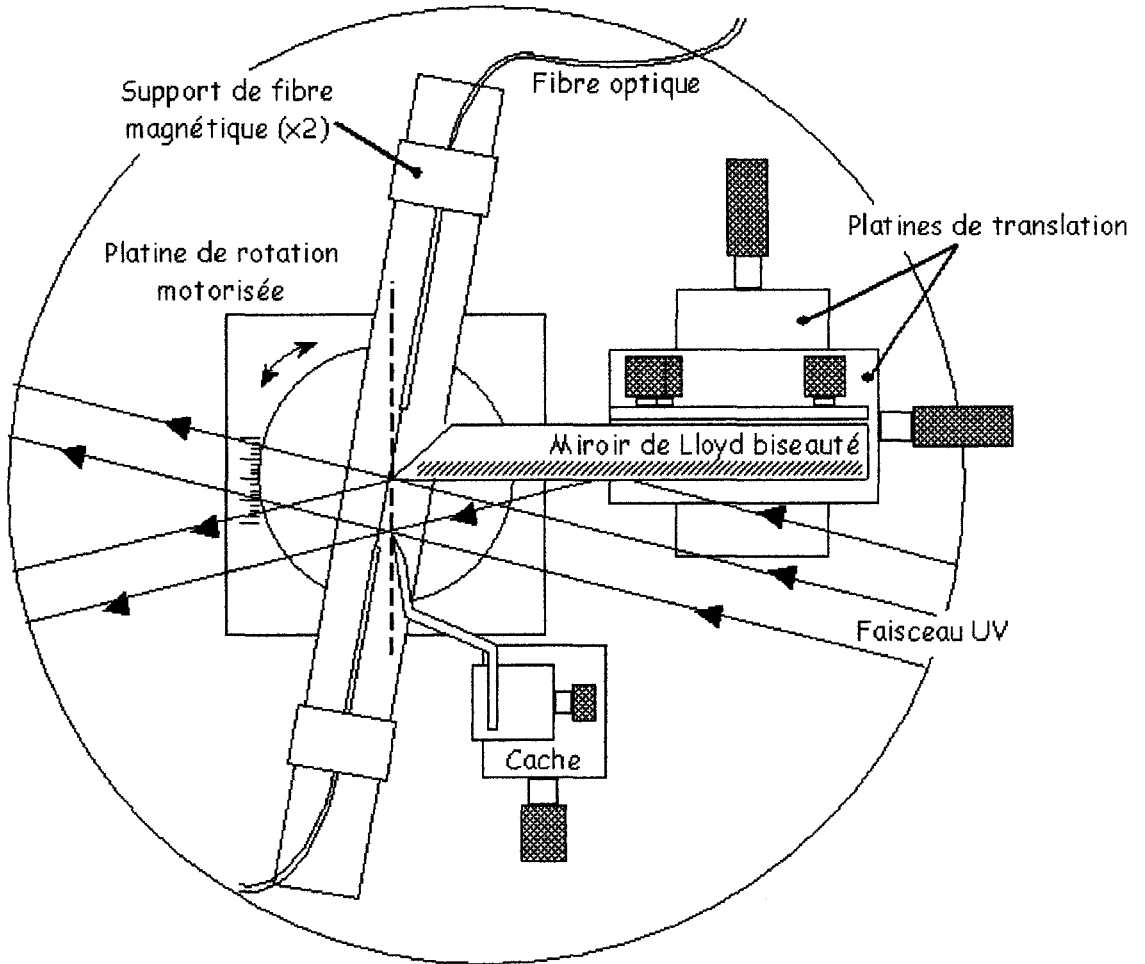


Fig. 1.5: Schéma du système interférométrique à miroir de Lloyd utilisé pour l'inscription de réseaux de Bragg à traits inclinés.

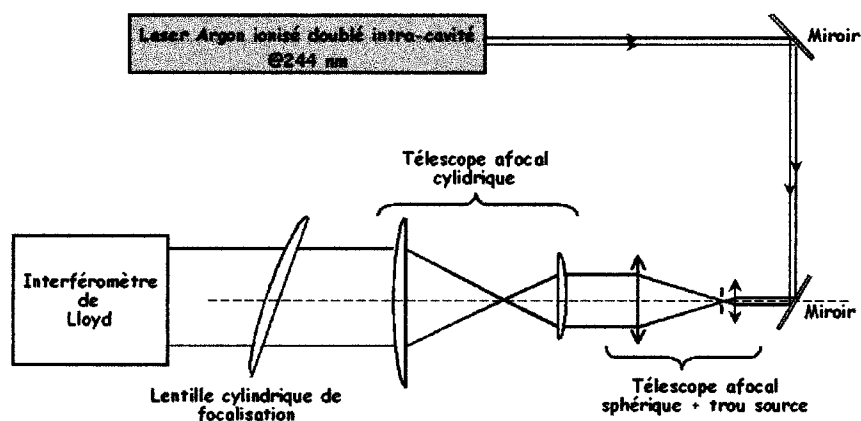


Fig. 1.6: Schéma du système d'expansion et de focalisation du banc d'inscription à miroir de Lloyd.

1.2.3 Influence de la réfraction à l'interface air-gaine optique

Dans le cas du montage à masque de phase, la rotation du masque se traduit par une rotation du plan des franges autour d'un axe perpendiculaire au plan du masque. La période Λ de la modulation d'indice inscrite dans le coeur de la fibre optique est alors égale à la période du système de franges d'interférences généré par les ordres $+1$ et -1 de diffraction du masque. L'angle θ entre les plans d'égale élévation d'indice et l'axe de propagation de la fibre est relié à l'angle θ_{ext} entre cet axe et le plan des franges à l'extérieur de la fibre selon la relation : $\tan \theta = n \tan \theta_{ext}$ avec n l'indice de réfraction de la silice [156].

Dans le cas du montage à miroir de Lloyd, la rotation de la fibre s'effectue dans un plan horizontal perpendiculaire au plan du miroir. L'inclinaison θ de la figure d'interférences et sa période Λ dans le coeur de la fibre optique ne sont alors pas égales respectivement aux valeurs θ_{ext} et Λ_{ext} correspondant à la figure d'interférences située en-dehors de la fibre, sauf dans le cas particulier où $\theta = 0$. Ceci est dû à la réfraction des rayons lumineux interférents dans le coeur de la fibre au niveau, essentiellement, de l'interface gaine-air (on néglige l'interface coeur-gaine) [41].

On considère tout d'abord la fibre comme étant perpendiculaire au plan du miroir et donc aux franges d'interférences. Soit α_{ext}^{\perp} l'angle entre un rayon laser

incident sur la fibre et la normale \mathcal{N} à celle-ci² et Λ_{ext}^\perp la période des franges d'interférences dans l'air. Soit α^\perp l'angle entre ce rayon dans la gaine et \mathcal{N} . Soit λ_B^\perp la valeur de la longueur d'onde de Bragg correspondant à cet angle α_{ext}^\perp (qui est également l'angle entre le faisceau laser et la normale au miroir). En désignant par Λ^\perp la période de la modulation d'indice photo-inscrite, la relation de Bragg donne :

$$\lambda_B^\perp = 2 n_{eff} \Lambda^\perp = 2 n_{eff} \frac{\lambda_{UV}}{2 n_g \sin \alpha^\perp} \quad (1.8)$$

D'après la loi de Snell-Descartes, on a par ailleurs :

$$\sin \alpha_{ext}^\perp = n_g \sin \alpha^\perp \quad (1.9)$$

Donc, on vérifie que la longueur d'onde de Bragg est donnée dans ce cas par :

$$\lambda_B^\perp = 2 n_{eff} \Lambda_{ext}^\perp \quad (1.10)$$

On considère maintenant une fibre optique qui a été inclinée d'un angle θ_{ext} par rapport à la normale aux plans d'égale intensité du champ d'interférences. On désigne par α_{ext}^\perp l'angle entre un rayon incident sur la fibre et la normale à la fibre quand $\theta_{ext} = 0$. Soient θ l'angle d'inclinaison du plan des franges d'interférences dans la gaine par rapport à l'axe de propagation de la fibre optique et α l'angle entre le rayon réfracté transmis dans la gaine et les franges d'interférences. Ces différentes notations sont définies sur la Figure 1.7.

On a les relations de Descartes suivantes entre les angles :

$$\begin{cases} n_g \sin(\alpha - \theta) = \sin(\alpha_{ext}^\perp - \theta_{ext}) \\ n_g \sin(\alpha + \theta) = \sin(\alpha_{ext}^\perp + \theta_{ext}) \end{cases} \quad (1.11)$$

En développant les termes en sinus, et en faisant la somme des équations précédentes membre à membre, on obtient :

²L'interface gaine optique-air est assimilée ici à un dioptre plan.

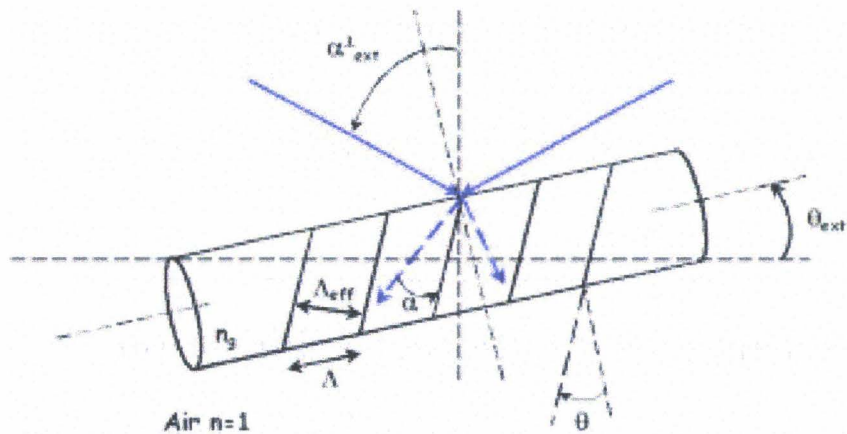


Fig. 1.7: Schéma représentant deux rayons incidents sur une fibre optique lors de l'inscription d'un réseau de Bragg à traits inclinés avec un montage à miroir de Lloyd.

$$n_g \sin \alpha \cos \theta = \sin \alpha_{ext}^{\perp} \cos \theta_{ext} \quad (1.12)$$

On a par ailleurs :

$$\begin{cases} \Lambda = \Lambda_{eff} \cos \theta \\ \Lambda = \frac{\lambda_{UV}}{2 n_g \sin \alpha} \end{cases} \quad (1.13)$$

Par conséquent :

$$\Lambda = \frac{\lambda_{UV}}{2 \sin \alpha_{ext}^{\perp}} \frac{\cos \theta}{\cos \theta_{ext}} = \Lambda_{ext}^{\perp} \frac{\cos \theta}{\cos \theta_{ext}} \quad (1.14)$$

La longueur d'onde de Bragg étant donnée par :

$$\lambda_B = 2 n_{eff} \Lambda_{eff} \quad (1.15)$$

on déduit des formules précédentes la relation entre la longueur d'onde de Bragg et l'angle d'inclinaison θ :

$$\lambda_B = 2 n_{eff} \frac{\Lambda_{ext}^{\perp}}{\cos \theta_{ext}} = \frac{\lambda_B^{\perp}}{\cos \theta_{ext}} \quad (1.16)$$

On a par ailleurs la relation suivante entre θ et θ_{ext} :

$$\left\{ \begin{array}{l} \theta_{ext} = \frac{1}{2} \{ \arcsin [n_g \sin (\alpha + \theta)] - \arcsin [n_g \sin (\alpha - \theta)] \} \\ \alpha = \arcsin \left[\frac{n_{eff} \lambda_{UV}}{n_g \lambda_B \cos \theta} \right] \end{array} \right. \quad (1.17)$$

1.3 Techniques de photosensibilisation

Comme nous l'avons montré au Chapitre II-5, plus l'angle d'inclinaison des traits du réseau de Bragg est important et plus l'ordre du mode présentant le maximum de couplage (pour une famille donnée) est important. De plus, quelle que soit la famille de modes, la valeur de ce maximum de couplage diminue avec la valeur de l'angle d'inclinaison des traits, à modulation d'indice fixée. Par conséquent, le temps d'inscription pour atteindre un minimum de transmission donné est d'autant plus long que l'angle d'inclinaison des traits est élevé. Dans le cas de fibres optiques monomodes avec des dopages classiques en Germanium de 2-3% et pour notre montage d'inscription à miroir de Lloyd, ce temps d'inscription peut varier de quelques minutes pour une inclinaison des traits nulle à plusieurs dizaines de minutes pour des inclinaisons des traits de quelques degrés.

Principalement deux approches permettent d'accélérer les cinétiques d'inscription de réseaux de Bragg. On peut augmenter la photosensibilité de la fibre optique soit en augmentant la concentration de certains types de dopants [71], soit en plaçant la fibre optique dans une atmosphère d'hydrogène [94].

1.3.1 Augmentation de la concentration en dopants

La photosensibilité des fibres optiques est reliée à la présence de Germanium dans le coeur des fibres optiques. La présence de Germanium est à l'origine de défauts dans la matrice de silice qui génèrent une bande d'absorption autour de 240 nm. Il est souvent admis que l'absorption à cette longueur d'onde, et donc la photosensibilité de la fibre, augmente avec la concentration en Germanium. Cependant, plus on augmente la concentration en Germanium dans le coeur et plus la différence d'indice coeur-gaine augmente. Pour conserver une différence

d'indice de quelques 10^{-3} , une solution consiste à rajouter un second dopant, tel que le Bore, qui a pour effet de diminuer la valeur de l'indice de réfraction (mais aussi d'augmenter la photosensibilité de la fibre). On peut ainsi réaliser des fibres de type télécommunication avec des dopages en Germanium de 10mol%. Des informations synthétiques sur d'autres types de dopants pouvant être utilisés pour augmenter la photosensibilité des fibres optiques sont données dans l'ouvrage de R. Kashyap [71].

1.3.2 Hydrogénation des fibres germano-silicates

Une autre solution pour rendre une fibre optique germano-silicate plus photosensible consiste à faire diffuser de l'hydrogène moléculaire dans son coeur. A cet effet, la fibre est placée pendant une période donnée (par exemple 15 jours) dans une atmosphère d'hydrogène, à température ambiante et sous une pression typique de 200 bar. Dans ces conditions, la pression d'hydrogène moléculaire dissous dans le coeur de la fibre est saturé. Pour accélérer le processus d'hydrogénation, une solution, peu commode expérimentalement, consiste à élever la température de l'atmosphère d'hydrogène. Cependant, pour des températures trop élevées, on augmente le niveau des pertes en transmission et on diminue la solubilité de l'hydrogène dans la fibre [71].

Chapitre 2

Caractérisation de la réponse spectrale en transmission

Nous présentons maintenant une étude expérimentale et théorique visant à caractériser la réponse spectrale des réseaux de Bragg à traits inclinés, c'est-à-dire le couplage du mode guidé vers les modes de gaine et le continuum de modes radiatifs. Nous commençons par décrire les deux principaux outils expérimentaux d'analyse spectrale utilisés, à savoir : une source laser accordable spectralement (source de type Tunic) et un spectrophotomètre. Ensuite, nous analysons grâce à ces instruments l'effet de l'angle d'inclinaison des traits du réseau sur la résonance de Bragg au travers de sa localisation spectrale et de sa réflectivité. Puis, à l'aide des réponses spectrales en transmission de différents réseaux à traits inclinés, nous mettons en évidence l'évolution de cette réponse avec l'angle d'inclinaison des traits. En outre, pour le spectre d'un réseau à angle d'inclinaison des traits nul et pour un réseau présentant une inclinaison des traits de 11° (dans le coeur), nous mettons en oeuvre les outils théoriques présentés au Chapitre II-4 pour essayer de modéliser aussi finement que possible le couplage vers les modes guidés et de gaine de fibre. Ensuite, nous analysons l'influence de plusieurs paramètres sur la réponse spectrale : la longueur du réseau, l'Ouverture Numérique de la fibre ainsi que l'extension radiale de la zone photosensible. Enfin, nous présentons des premiers résultats concernant la réalisation d'interféromètres de type Mach-Zehnder par la mise en cascade de deux réseaux de Bragg à traits inclinés.

2.1 Instruments de mesure

2.1.1 Spectrophotomètre

Le spectrophotomètre disponible au laboratoire a essentiellement été utilisé pour suivre l'évolution de la réponse spectrale, en transmission et en réflexion, d'un réseau de Bragg au cours de son inscription. Cet instrument se compose d'un monochromateur Jobin-Yvon de type HR-640, d'un photodétecteur InGaAs et d'un système informatique de commande et d'analyse. Avec des fentes d'entrée et de sortie identiques et rectangulaires de hauteur 2 mm et de largeur 40 μm et un réseau de diffraction de 600 traits/mm, ce monochromateur permet d'atteindre une résolution $\delta\lambda$ de l'ordre de 100 pm ($\lambda/\delta\lambda \simeq 15500$ à 1550 nm). Avec cette densité de traits pour le réseau de diffraction, il est par ailleurs possible d'analyser une plage spectrale allant de 600 nm à 2 μm .

Très utile pour le suivi de l'inscription de réseaux de Bragg en temps-réel du fait de sa large plage spectrale utile, sa faible résolution n'autorise cependant pas une caractérisation fine de la réponse spectrale des réseaux de Bragg (effet de la convolution entre le signal d'entrée et la fonction d'appareil de l'instrument).

2.1.2 Diode laser accordable spectralement

Principe

Pour une mesure fine des caractéristiques spectrales en transmission et en réflexion des réseaux de Bragg, nous avons utilisé une diode laser accordable spectralement de type Tunics-PR produite par la société Photonetics. Cette source accordable consiste en une diode laser et une cavité optique externe composée d'une lentille de collimation, d'un réseau de diffraction et d'un dièdre réflecteur.

A la cavité optique est associée un ensemble de modes de résonance très fins spectralement et espacés fréquemment de $\frac{c}{2L_c}$ où L_c désigne la longueur optique de la cavité. Le réseau de diffraction permet de sélectionner l'un de ces modes de résonance, mode qui correspond à la longueur d'onde émise λ_e . La configuration de la cavité (configuration Littman-Metcalf) permet théoriquement une accordabilité continue (exempte de sauts de modes) de la longueur d'onde d'émission.

Caractéristiques

La source utilisée dans nos expériences permet d'accorder la longueur d'onde d'émission sur une plage allant d'environ 1480 nm à 1580 nm, avec une puissance de sortie pouvant atteindre 4 mW. La largeur de la raie d'émission est de 100 kHz, ce qui correspond à une largeur spectrale de 0,8 fm. La résolution spectrale que l'on peut obtenir correspond à l'incrément minimum de la longueur d'onde d'émission, à savoir 1 pm.

La fonction d'accordabilité peut être utilisée non seulement en mode de balayage pas-à-pas mais également en mode rapide pour lequel un intervalle spectral de 100 nm est balayé en pratiquement 1 seconde. Cependant, le mouvement de balayage n'est alors pas uniforme : il présente des phases d'accélération et de décélération respectivement en début et fin de plage spectrale. Ceci nécessite de réaliser les mesures en-dehors de ces plages, couvrant environ 2 nm pour une plage spectrale analysée de 100 nm, et d'utiliser des références en longueur d'onde (par exemple des réseaux de Bragg conditionnés de façon à ne pas présenter de dérive spectrale).

2.2 Influence de l'angle d'inclinaison des traits du réseau

2.2.1 Evolution des caractéristiques spectrales de la raie de Bragg

Influence de l'angle θ d'inclinaison des traits du réseau sur la réflectivité

Nous avons établi au Chapitre II-5 l'expression du coefficient de couplage entre le mode guidé fondamental et les modes de gaine contra-directifs de fibre pour un réseau de Bragg à traits inclinés. En particulier, le coefficient de couplage entre les deux modes guidés fondamentaux contra-directifs est donné par la relation :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Omega_{01,01} = \frac{\pi \Delta n_{\text{mod}}}{\lambda} \kappa_{01,01} \\ \kappa_{01,01} = \frac{\int_{r=0}^{r_p} E_0^2(r, \lambda) J_0\left(\frac{2\pi}{\Lambda(\theta)} r \sin \theta\right) r dr}{\int_{r=0}^{+\infty} E_0^2(r, \lambda) r dr} \end{array} \right. \quad (2.1)$$

avec r_c et r_p désignant respectivement les rayons de coeur et de la zone photosensible de la fibre optique considérée. Λ désigne la période de la modulation d'indice photo-inscrite dans la fibre optique selon le montage à miroir de Lloyd et qui est définie par la relation (1.14) du Chapitre III-1. Quant à la fonction radiale E_0 , elle est donnée par la relation (4.39) du Chapitre II-4.

Comme l'indiquent les expressions ci-dessus, la valeur du coefficient $\kappa_{01,01}$ et donc celle du coefficient de couplage $\Omega_{01,01}$ dépendent, en particulier, de l'angle d'inclinaison θ des traits du réseau dans le coeur de la fibre optique. Sur la Figure 2.1, nous avons représenté, en échelle semi-logarithmique, l'évolution du coefficient $\kappa_{01,01}$ en fonction de l'angle θ pour un réseau de Bragg inscrit dans le coeur d'une fibre optique ($r_p = r_c$). Les paramètres numériques qui ont été retenus sont ceux de la fibre STD1 (cf. Annexe A). La longueur d'onde de Bragg du réseau correspondant à un angle d'inclinaison des traits nul a été fixée à 1530 nm. Par ailleurs, nous avons négligé la dépendance de E_0 et de $\Omega_{01,01}$ avec la longueur d'onde ($\lambda = 1530 \text{ nm}$).

Pour un angle d'inclinaison des traits nul, le coefficient $\kappa_{01,01}$ n'est pas égal à 1. Ceci est dû au fait que le réseau n'est inscrit que dans le coeur. Par conséquent, le réseau n'interagit qu'avec la partie de l'énergie du mode fondamental confinée dans le coeur de la fibre optique.

Cependant, on remarque surtout que $\kappa_{01,01}$ prend des valeurs nulles pour certaines valeurs de θ . Ainsi, pour la fibre considérée dans cette étude, les deux premières valeurs de θ pour lesquelles ce coefficient est nul correspondent à environ $4,6^\circ$ et $7,3^\circ$. Cette annulation s'explique par le fait qu'au fur et à mesure que l'on augmente θ , on contracte la fonction $J_0\left(\frac{2\pi}{\Lambda(\theta)} r \sin \theta\right)$ et de nouveaux zéros de cette fonction apparaissent dans le domaine d'intégration considéré.

Comme le coefficient de couplage est directement proportionnel à $\kappa_{01,01}$, il s'annule pour les mêmes valeurs de l'angle de θ . Par conséquent, la réflectivité maximale de la résonance de Bragg est caractérisée par ce même comportement

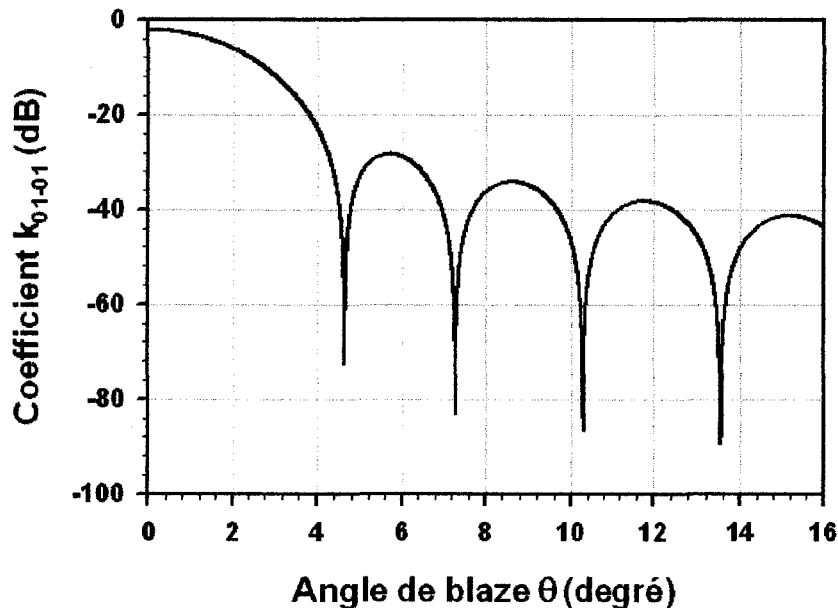


Fig. 2.1: Evolution du coefficient $\kappa_{01,01}$ avec l'angle θ d'inclinaison des traits (échelle logarithmique).

oscillant avec l'angle d'inclinaison des traits et prend des valeurs nulles pour différentes valeurs de cet angle. Les deux premiers zéros de réflectivité sont ainsi $4,6^\circ$ et $7,3^\circ$. Avec le montage d'inscription à miroir de Lloyd, ces valeurs d'inclinaison des traits du réseau s'obtiennent respectivement pour les deux valeurs suivantes de l'angle θ_{ext} (valeur de l'angle entre l'axe de la fibre optique et les plans d'égale intensité du champ d'interférences) : $6,9^\circ$ et $10,9^\circ$. A l'aide des relations (3.4) du Chapitre II-3, nous avons représenté, sur la Figure 2.2, l'évolution de la réflectivité R_{max} avec l'angle d'inclinaison des traits pour un réseau de longueur 10 mm et différentes valeurs de l'amplitude de modulation d'indice Δn_{mod} . Chaque courbe a été normalisée par rapport à la valeur de réflectivité obtenue pour $\theta = 0$.

Expérimentalement, nous avons utilisé la fibre optique monomode STD1 (cf. Annexe A). Des tronçons de cette fibre ont été hydrogénés à 150 bar pendant 15 jours. Nous avons alors inscrit une trentaine de réseaux de Bragg avec des angles externes d'inclinaison de la fibre θ_{ext} allant de 0° à $8,75^\circ$ par pas de $0,25^\circ$. Sur chaque fibre, nous avons inscrit quatre réseaux de Bragg à traits inclinés différents correspondant à des angles θ_{ext} espacés typiquement de 2 degrés, plus un réseau

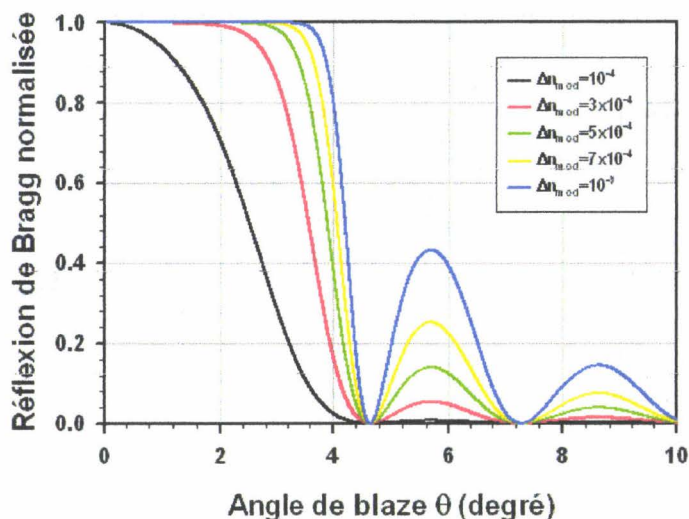


Fig. 2.2: Evolution de la réflexion de Bragg avec l'angle de blaze pour différentes valeurs de l'amplitude de modulation d'indice de réfraction photo-inscrit.

de Bragg correspondant à une inclinaison des traits nulle. Ce dernier réseau nous sert à chaque fois de référence pour normaliser le maximum de réflectivité de la raie de Bragg des réseaux. Pour chacun d'eux, la longueur d'insolation mesure 10 mm et le temps d'inscription est fixé de façon à ce que le réseau à traits droits atteigne une valeur de réflectivité de 90%, ce qui correspond à une amplitude de modulation d'indice d'environ $1,2 \times 10^{-4}$ (calculée à l'aide du logiciel FOGS-BG). Les résultats expérimentaux obtenus sont illustrés par la Figure 2.3 en fonction de la valeur de l'angle θ_{ext} . Nous avons également tracé l'évolution théorique de la réflectivité pour cette même valeur de l'amplitude de modulation d'indice.

On constate un accord satisfaisant entre les deux courbes. En particulier, on approche bien pour la première fois d'une réflectivité nulle pour un angle θ_{ext} proche de 7° . L'éloignement parfois important de certains points par rapport à la courbe théorique s'explique principalement par la difficulté de réaliser ce genre d'étude avec un montage à miroir de Lloyd. En effet, une fois le réseau droit inscrit, on conserve les mêmes réglages de focalisation du faisceau laser dans le coeur de la fibre après avoir tourné celle-ci de l'angle souhaité par rapport aux franges d'interférence. Or, lors de cette rotation de la fibre, cette focalisation peut se dé-

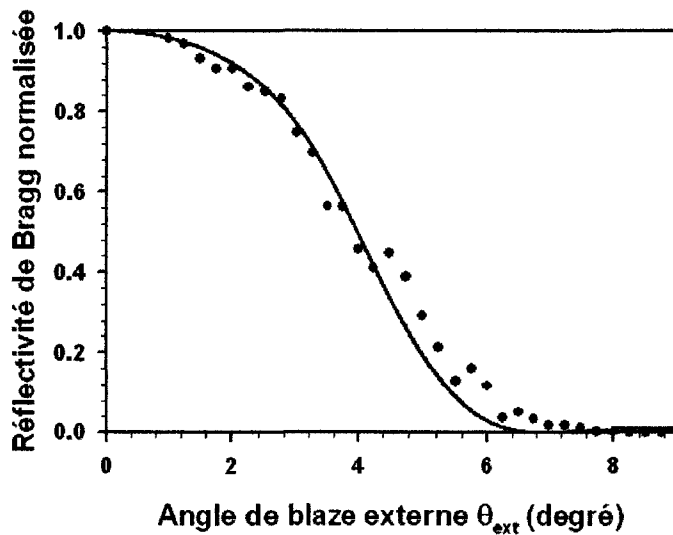


Fig. 2.3: Mesure de l'évolution de la réflexion de Bragg normalisée avec l'angle θ_{ext} pour des réseaux de longueur fixée à 10 mm et une amplitude de modulation d'indice de 1.3×10^{-4} . La courbe en continu correspond à la courbe théorique pour les mêmes valeurs de longueur de réseau et d'amplitude de modulation d'indice.

régler légèrement, ce qui entraîne une modification des cinétiques d'inscription. En outre, lorsque l'on tourne la platine de rotation, le profil radial et longitudinal de la modulation d'indice photoinscrite change (cf. Section III-2-2-2 et Chapitre III-3), ce qui modifie également les cinétiques d'inscription. Pour essayer de minimiser les problèmes d'instabilité, nous défocalisons volontairement le faisceau lors du réglage de l'inscription du réseau à traits droits en éloignant d'une distance constante la lentille cylindrique de focalisation par rapport au coeur de la fibre optique.

Influence de l'angle de blaze sur la longueur d'onde de Bragg

Au Chapitre III-1, nous avons démontré que la longueur d'onde de Bragg λ_B d'un réseau à traits inclinés inscrit avec un interféromètre à miroir de Lloyd évolue en fonction de l'angle θ_{ext} selon la relation suivante :

$$\lambda_B = \frac{\lambda_B^\perp}{\cos \theta_{ext}} \quad (2.2)$$

avec λ_B^\perp la longueur d'onde de Bragg du réseau de Bragg à traits droits correspondant, que nous appelons la *longueur d'onde de conception*. Pour vérifier expérimentalement cette relation, nous avons inscrit plusieurs réseaux de Bragg à traits inclinés dans la fibre optique STD1 (après l'avoir préalablement hydrogénée à 150 bar pendant 15 jours et à température ambiante). Sur chaque tronçon de fibre, nous inscrivons un réseau à traits droits qui nous sert de référence et quatre réseaux à traits inclinés avec la même durée d'insolation dans chaque cas. Pour des angles θ_{ext} allant de 0° à 9° , nous mesurons à chaque fois l'écart entre la longueur d'onde du réseau à traits inclinés et celle du réseau à traits droits. Les résultats expérimentaux obtenus ainsi que la courbe théorique sont représentés à la Figure 2.4. L'écart observable entre la courbe théorique et les points expérimentaux correspond à environ 400 pm et peut s'expliquer principalement par une erreur lors du réglage du zéro de la platine de rotation portant la fibre optique et lors de la mise en coïncidence de son axe de rotation avec l'arête du miroir de Lloyd. Un écart de 400 pm sur la longueur d'onde correspond à une erreur sur la valeur de l'angle de rotation de l'ordre du dixième de degré.

2.2.2 Evolution du couplage entre le mode guidé et les modes de gaine

Après avoir présenté l'influence de l'angle d'inclinaison des traits sur la résonance de Bragg, en terme de réflectivité et de longueur d'onde de résonance, nous présentons dans ce paragraphe des réponses expérimentales de réseaux de Bragg à traits inclinés placés dans l'air. Ces résultats permettent d'illustrer l'évolution du couplage entre le mode guidé et les modes de gaine quand on augmente l'angle d'inclinaison des traits du réseau. A titre de comparaison, nous effectuons également des modélisations de ces réponses expérimentales à l'aide du logiciel FOGS-BG.

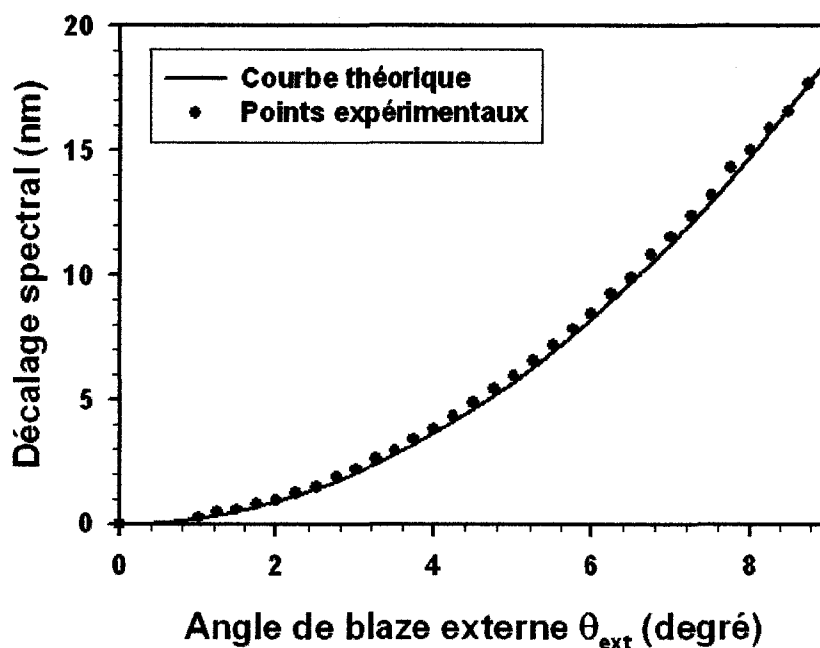


Fig. 2.4: Evolution du décalage spectral de la longueur d'onde de Bragg de réseaux à traits inclinés en fonction de l'angle de blaze externe.

Cas d'un réseau de Bragg à traits droits

Comme nous l'avons vu au Chapitre I-2, la réponse spectrale en transmission d'un réseau de Bragg à traits droits inscrit dans le seul coeur d'une fibre se compose de la résonance de Bragg correspondant au couplage entre les deux modes guidés contra-directifs, mais aussi d'une série de résonances d'amplitudes bien moins importantes et situées à des longueurs d'onde plus courtes. Ces résonances correspondent aux couplages entre le mode guidé et les modes de gaine de même symétrie, engendrés par la cavité optique formée par l'interface gaine-air. Sur la Figure 2.5, nous présentons la réponse spectrale en transmission d'un réseau de Bragg à traits droits inscrit avec le montage à miroir de Lloyd dans la fibre STD1 (le spectre a été décalé verticalement de 0,1 pour des questions de visibilité). La longueur d'onde d'inscription était fixée à 1561 nm et la longueur du réseau à 10 mm. L'inscription a été arrêtée lorsque la raie de Bragg a atteint un maximum de réflectivité de 95% de la puissance incidente. Avec le logiciel

FOGS-BG, nous avons modélisé un réseau *a priori* identique avec une longueur d'onde de Bragg de 1561 nm, une longueur de 10 mm et une fibre optique définie par : $n_c = 1,4627$, $r_c = 5 \mu m$, $n_g = 1,4582$, $r_g = 62,5 \mu m$. Dans les calculs, par rapport à la valeur de l'indice de réfraction du coeur donnée en Annexe A pour la fibre STD1 ($n_c = 1,462$), nous avons pris un indice de coeur supérieur afin d'assurer la correspondance entre les localisations spectrales des pics obtenus par la calcul et celles observées expérimentalement. Nous avons défini un profil de photosensibilité uniforme dans le coeur et nul dans la gaine. Enfin, le réseau a été modélisé en ne prenant en compte aucune apodisation ou phénomène de *chirp*. L'amplitude de modulation d'indice est prise égale à 0,00015 de façon à correspondre à une réflectivité de Bragg de 95%.

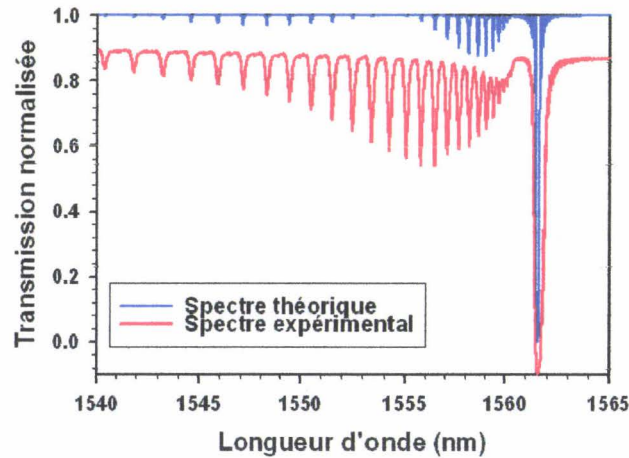


Fig. 2.5: Spectres en transmission, expérimental et théorique, d'un réseau de Bragg à traits droits. Le spectre théorique correspond à un réseau de Bragg à profil de modulation d'indice uniforme. Le spectre expérimental correspond à un réseau inscrit avec le montage à miroir de Lloyd.

En comparant ces deux résultats, on observe des résonances de gaine plus marquées sur le spectre expérimental que sur le spectre théorique. De plus, les résonances expérimentales sont plus larges spectralement et d'amplitudes bien plus importantes

Cette observation peut correspondre à l'introduction, lors de l'inscription, d'une apodisation du profil de modulation du réseau avec ajout d'un *chirp* dû

à l'évolution de l'indice moyen le long du réseau. Cette apodisation et ce *chirp* s'expliquent, comme l'a montré C. Martinez dans ses travaux de thèse, par un mauvais recouvrement, le long du coeur de la fibre optique, des deux faisceaux interférant générés par le miroir de Lloyd [105].

Le caractère plus marqué des résonances impliquées dans la réponse spectrale du réseau expérimental signifient que la modulation d'indice photoinscrite n'est pas uniforme radialement. Cette non-uniformité peut provenir du fait que le spot de focalisation dans le coeur de la fibre optique présente une largeur de seulement $16 \mu\text{m}$. Par conséquent, comme le coeur de la fibre STD1 utilisée a une largeur de $10 \mu\text{m}$, il n'est pas raisonnable de modéliser la réponse spectrale du réseau en le supposant uniforme radialement. En utilisant le logiciel FOGS-BG, nous avons alors recalculé la réponse spectrale en transmission en utilisant un profil de photosensibilité $P(r)$ de forme *super-gaussienne* :

$$\left\{ \begin{array}{l} P(r) = \exp \left[-\log_{10} \left(\frac{a}{b} \right) \left(\frac{r}{r_b} \right)^\alpha \right] \\ a = 1 \\ b = 0,02 \\ r_b = 5 \mu\text{m} \\ \alpha = 0,8 \end{array} \right. \quad (2.3)$$

Nous avons en outre utilisé une fonction d'apodisation gaussienne du profil de modulation d'indice longitudinal avec augmentation de l'indice moyen le long du réseau. La valeur de l'indice moyen le long du réseau se déduit de la valeur de l'amplitude de modulation d'indice selon un facteur 0,5. L'amplitude de modulation d'indice en début de réseau est égale à 0,0033 et s'annule au bout de 10 mm. Le résultat obtenu est présenté sur la Figure 2.6. L'accord entre le spectre théorique et expérimental est nettement plus probant, à la fois en terme de largeur spectrale des résonances, mais surtout en terme d'amplitude des différentes résonances associées aux modes de gaine.

Inclinaison des traits du réseau

Incliner les traits de la modulation d'indice photo-inscrite par rapport à l'axe de propagation de la fibre optique a pour premier effet de rompre la symétrie

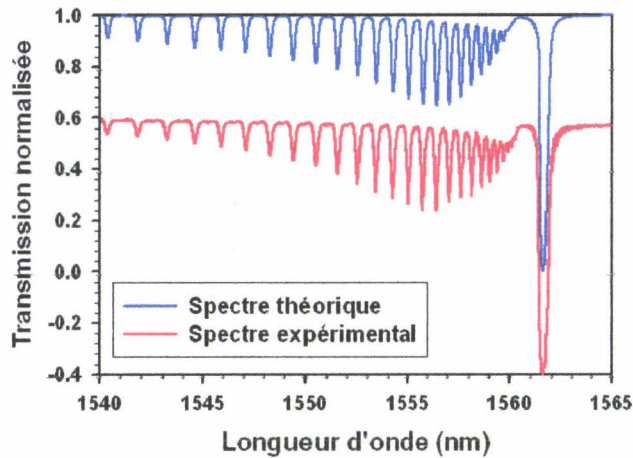


Fig. 2.6: Spectres en transmission, expérimental et théorique, d'un réseau de Bragg à traits droits. Le spectre théorique correspond à un réseau de Bragg à profil de modulation d'indice non uniforme radialement (de type gaussien centré en $r=0$). Le spectre expérimental correspond à un réseau inscrit avec le montage à miroir de Lloyd.

cylindrique du composant et d'autoriser ainsi le couplage du mode fondamental vers des modes de gaine de symétrie azimuthale quelconque.

Nous avons inscrit cinq réseaux de Bragg avec des angles θ_{ext} de 0° , 4° , 8° , 12° et 16° dans la fibre monomode STD1. Les réponses spectrales en transmission mesurées sont représentées sur la Figure 2.7. Plus l'angle θ_{ext} (et donc l'angle θ d'inclinaison des traits) est important et plus le couplage vers les modes de gaine devient prépondérant. En outre, au fur et à mesure que l'inclinaison des traits augmente, l'optimum de couplage vers les modes de gaine se produit pour des modes d'ordre de plus en plus élevé. Ceci corrobore les résultats théoriques obtenus au Chapitre II-5 où l'étude des coefficients de couplage vers les trois premières familles de modes de gaine dans le cas d'un réseau à traits inclinés nous avait conduit à une conclusion identique.

Pour des angles θ_{ext} de 4 et 8 degrés, on observe, vers respectivement 1543 nm et 1554 nm, la formation d'un pic de résonance d'amplitude relativement importante par rapport aux résonances les plus proches. Dans la littérature anglo-saxonne, ce pic est dénommé *ghost mode* [57]. Il correspond à un couplage vers des modes de gaine d'ordres peu élevés. Ce pic se manifeste particulièrement dans

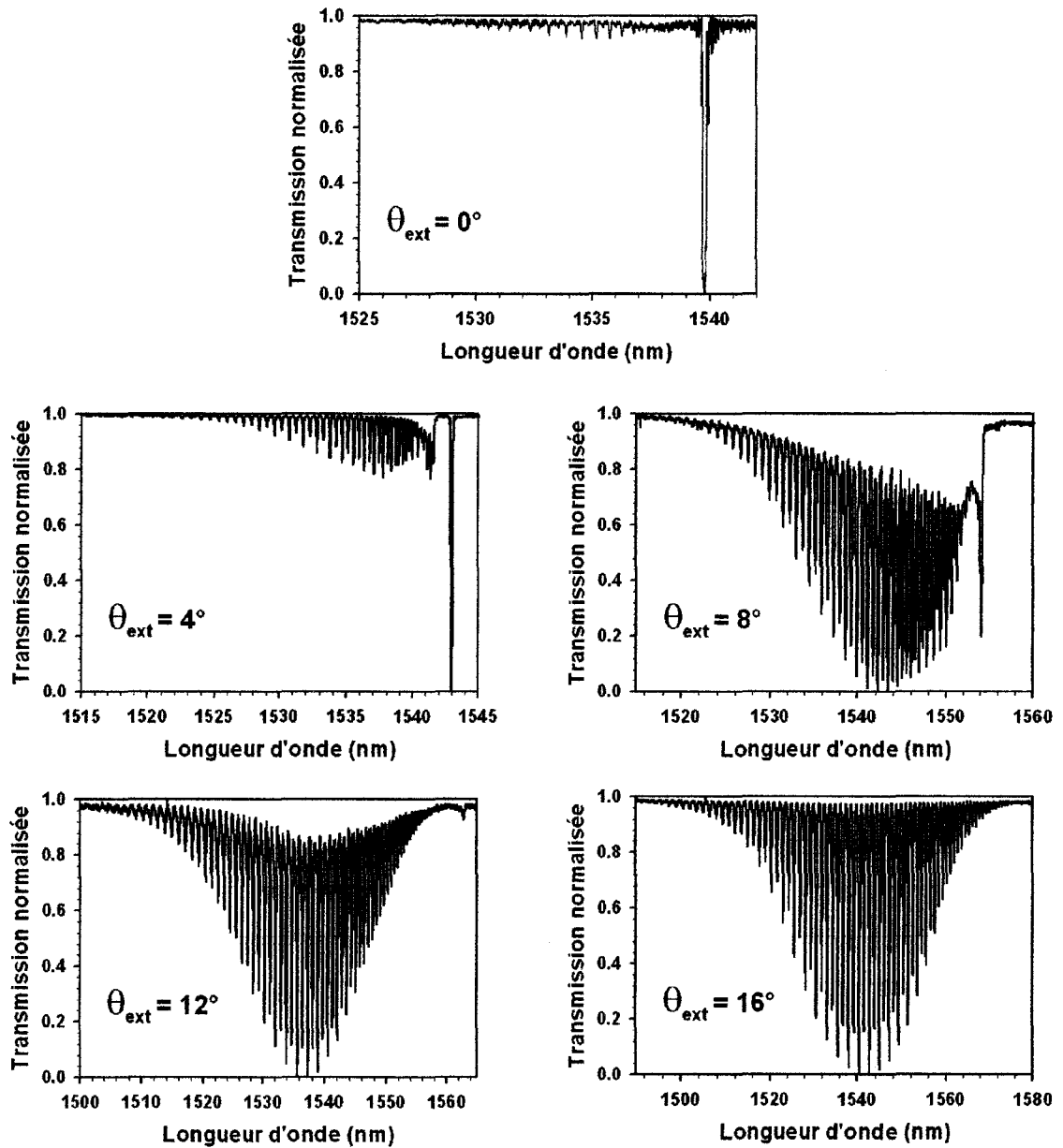


Fig. 2.7: Transmission expérimentale en fonction de la longueur d'onde pour cinq réseaux de Bragg à traits inclinés inscrits avec le montage à miroir de Lloyd.

le cas de fibres optiques dont le profil d'indice de réfraction est à gaine enterrée [58][57]. Une autre explication de sa présence sur les spectres en transmission de réseaux de Bragg à traits droits provient de l'asymétrie de la modulation d'indice de réfraction photo-inscrite sur une section transverse de la fibre [13][126]. Cette asymétrie de la modulation est équivalente à l'introduction d'un angle d'inclinaison des traits. Elle peut avoir plusieurs causes. Ainsi, Berendt *et al.* [13] ont montré qu'une première cause possible est liée à l'asymétrie d'absorption du rayonnement ultra-violet. Lorsque l'atténuation du rayonnement UV dans le coeur dépasse 100 dB/mm, le rayonnement UV est essentiellement absorbé par le côté exposé de la fibre. La modulation d'indice de réfraction présente donc une asymétrie sur la section transverse de fibre. Dans le cas d'une inscription avec un montage interférométrique à miroir de Lloyd, une autre cause réside dans un mauvais réglage de la superposition des deux demi-faisceaux interférant. La présence d'un angle entre ces deux demi-faisceaux dans un plan de section transverse de la fibre engendre l'inscription d'un réseau dont la modulation d'indice n'est pas symétrique par rapport à l'axe de la fibre. La Figure 2.8 montre les spectres de deux réseaux de Bragg à traits droits inscrits avec le montage à miroir de Lloyd. Pour l'un des deux, les demi-faisceaux interférant ont été volontairement inclinés l'un par rapport à l'autre. On constate clairement dans ce cas la présence du *ghost-mode*.

Toujours à l'aide du logiciel FOGS-BG, nous avons cherché à modéliser la réponse spectrale en transmission des réseaux de Bragg à traits inclinés placés dans l'air. A titre illustratif, nous prenons le cas d'un réseau inscrit avec le montage à miroir de Lloyd avec les caractéristiques suivantes. Le réseau a une longueur de 10 mm, une longueur d'onde de conception de 1530 nm, un angle θ_{ext} de 16° , une atténuation minimale de 0,5. Le réseau est inscrit dans la fibre STD1. Un angle de blaze extérieur de 16° équivaut à un angle d'inclinaison des traits dans le coeur de cette fibre optique de 11° . Les paramètres de simulation sont : un profil de photosensibilité uniforme, aucune apodisation ou *chirp* du profil d'indice de réfraction et une amplitude de modulation d'indice valant 0,00055, correspondant à un minimum de transmission de 0,5 (c'est-à-dire égal à celui observé pour le réseau photo-inscrit). Les résultats sont présentés sur la Figure 2.9 (les facteurs de normalisation sont identiques pour les deux spectres).

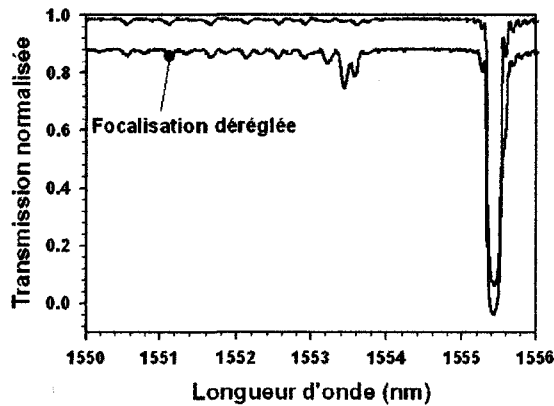


Fig. 2.8: Spectres en transmission d'un réseau de Bragg à traits droits avec un réglage optimal de la focalisation et d'un réseau pour lequel on a volontairement introduit un angle entre les deux demi-faisceaux interférant. Pour des questions de lisibilité, les deux spectres ont été décalés verticalement de 0,1.

On constate un bon accord entre les positions des résonances spectrales et théoriques, ainsi qu'au niveau de la forme et de l'étendue du spectre. Par contre, les résonances mesurées expérimentalement présentent des largeurs à mi-hauteur bien supérieures à celles des résonances modélisées. Ainsi, les résonances théoriques ont une largeur à mi-hauteur de 60 pm tandis que les résonances expérimentales ont une largeur à mi-hauteur de 300 pm. Nous verrons au Chapitre III-3 que cet écart est intrinsèquement lié au procédé d'inscription à miroir de Lloyd. En effet, les réseaux de Bragg à traits inclinés inscrits avec ce montage interférométrique présentent nécessairement un profil de modulation d'indice de type gaussien avec augmentation de l'indice de réfraction moyen le long du réseau. Cette évolution de l'indice moyen, également de type gaussien, est à l'origine d'un phénomène de *chirp*, donc d'un élargissement des résonances spectrales.

Pour une résonance sur deux, on observe également un écart significatif d'amplitude. Au niveau du spectre théorique, ces résonances correspondent en fait aux couplages entre le mode guidé fondamental et les modes de gaine de type $LP_{1,m}$. Ces écarts peuvent s'expliquer tout d'abord par la non prise en compte des couplages vers des modes appartenant à des familles d'ordres plus élevés, de type $LP_{n>1,m}$. Par ailleurs, dans ces calculs, nous n'avons pas considéré l'effet de

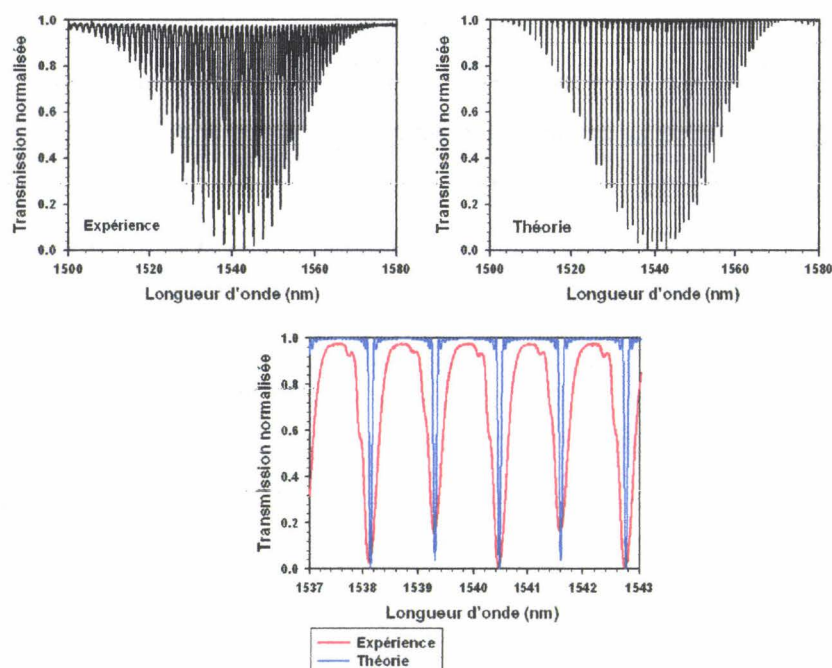


Fig. 2.9: Réponse spectrale en transmission expérimentale et théorique d'un réseau de Bragg à traits inclinés de longueur 10 mm, de longueur d'onde de conception de 1530 nm et dont l'angle θ_{ext} vaut 16° (soit $\theta = 11^\circ$). Pour la modélisation, nous avons considéré un réseau uniforme longitudinalement et une amplitude de modulation d'indice égale à 0,00055. Les facteurs de normalisation sont identiques pour les deux spectres (expérimental et simulé).

l'état de polarisation de la lumière sur la réponse spectrale en transmission des réseaux de Bragg à traits inclinés.

2.3 Influence de la longueur du réseau

Pour des réseaux de Bragg à traits droits, il est bien établi, tant sur le plan théorique qu'expérimental, qu'une diminution de la longueur d'un réseau de Bragg non saturé se traduit par une augmentation de la largeur de bande de la résonance de Bragg : le réseau devient moins sélectif spectralement. Dans le cas des réseaux de Bragg à traits inclinés non saturés, la situation est tout à fait analogue. Plus on diminue la longueur du réseau de Bragg et plus les résonances

spectrales associées aux couplages entre le mode guidé et les modes de gaine s'élargissent spectralement [131].

Dans ce paragraphe, nous considérons le cas particulier où une résonance spectrale quelconque du spectre en transmission d'un réseau de Bragg à traits inclinés correspond au couplage entre le mode fondamental guidé et un unique mode de gaine contra-propagatif. Dans ce cas, la résonance spectrale considérée peut être décrite à partir d'équations de couplage similaires à celles décrivant le couplage entre les deux modes fondamentaux guidés d'une fibre optique monomode (cf. Equation (2.26) du Chapitre II-2). Soient A_{01} , B_{01} , A_{lm} et B_{lm} respectivement les amplitudes des champs associés aux modes fondamentaux guidés co- et contra-propagatif et aux modes de gaine co- et contra-propagatif. Les équations de couplage entre ces deux modes s'écrivent :

$$\begin{cases} \frac{dB_{lm}(z)}{dz} - i \Omega_{01,lm} A_{01}(z) e^{i \Delta \beta z} = 0 \\ \frac{dA_{01}(z)}{dz} + i \Omega_{01,lm} B_{lm}(z) e^{-i \Delta \beta z} = 0 \\ \Delta \beta = K_{eff} - \beta_{01} - \beta_{lm} \\ \Omega_{01,lm} = \frac{\pi \Delta n_{mod}}{\lambda} \frac{\int_{\Phi=0}^{2\pi} \int_{r=-r_c}^{r_c} \vec{E}_{01}(r, \Phi) \cdot \vec{E}_{lm}^*(r, \Phi) r dr d\Phi}{\int_{\Phi=0}^{2\pi} \int_{r=-\infty}^{\infty} \vec{E}_{01}(r, \Phi) \cdot \vec{E}_{lm}^*(r, \Phi) r dr d\Phi} \end{cases} \quad (2.4)$$

Autour de la longueur d'onde de résonance définie par la relation $\Delta \beta = 0$ ($\gamma^2 > 0$), les facteurs de transmission $T(\lambda)$ et de réflexion $R(\lambda)$ en fonction de la longueur d'onde sont donnés par [71] :

$$\begin{cases} R(\lambda) = \frac{\Omega_{01,lm}^2 \sinh^2(\gamma L_r)}{-\Delta \beta^2 + \Omega_{01,lm}^2 \cosh^2(\gamma L_r)} \\ T(\lambda) = \frac{\gamma^2}{-\Delta \beta^2 + \Omega_{01,lm}^2 \cosh^2(\gamma L_r)} \\ \gamma^2 = \Omega_{01,lm}^2 - \Delta \beta^2 \end{cases} \quad (2.5)$$

D'après l'expression précédente de $R(\lambda)$, les longueurs d'onde des zéros de réflectivité autour de la résonance spectrale sont donnés par :

$$\Omega_{01,lm}^2 L_r^2 + \pi^2 = \Delta \beta^2 L_r^2 \quad (2.6)$$

Or :

$$\Delta\beta = \frac{2\pi}{\lambda} (n_{eff}^{01} + n_{eff}^{lm}) - \frac{2\pi}{\Lambda_{eff}} = \left(\frac{2\pi}{\lambda} - \frac{2\pi}{\lambda_B^{lm}} \right) (n_{eff}^{01} + n_{eff}^{lm}) \quad (2.7)$$

où λ_B^{lm} désigne la longueur d'onde de résonance du couplage entre le mode guidé et le mode de gaine (l, m) . Soit $\Delta\lambda$ la largeur totale de bande entre deux zéros. On a alors :

$$\Delta\beta = \left(\frac{2\pi}{\lambda} - \frac{2\pi}{\lambda_B^{lm}} \right) (n_{eff}^{01} + n_{eff}^{lm}) \simeq 4\pi (n_{eff}^{01} + n_{eff}^{lm}) \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} \quad (2.8)$$

A partir de cette dernière relation, on arrive à :

$$\Delta\lambda \simeq \frac{\lambda^2}{(n_{eff}^{01} + n_{eff}^{lm})} \frac{\sqrt{\pi^2 + \Omega_{01,lm}^2 L_r^2}}{4\pi L_r} \quad (2.9)$$

Dans le cas où $\Omega_{01,lm}^2 L_r^2 \ll \pi^2$, la largeur de bande est inversement proportionnelle à la longueur du réseau. Dans le cas contraire, la largeur de bande est directement proportionnelle au coefficient de couplage, et donc à l'amplitude de modulation d'indice de réfraction.

Expérimentalement, nous avons inscrit, avec le montage à miroir de Lloyd, des réseaux de Bragg à traits inclinés correspondant à un angle θ_{ext} constant ($\theta_{ext} = 10^\circ$) et une longueur d'onde de conception de 1530 nm. La Figure 2.10 montre la réponse spectrale en transmission mesurée pour quatre de ces réseaux correspondant respectivement à des longueurs de 8 mm, 5 mm, 2,5 mm et 1 mm. Pour chaque réseau, le temps d'inscription est différent et assure un coefficient de transmission identique pour chaque réseau (fixé à 0,8). On observe nettement le recouvrement entre résonances du fait de l'augmentation de la largeur de bande quand la longueur diminue.

2.4 Influence des caractéristiques de la fibre

2.4.1 Ouverture numérique de la fibre d'inscription

Dans le cas de réseaux de Bragg à traits droits, l'existence des résonances correspondant aux couplages vers les modes de gaine de la fibre optique peut

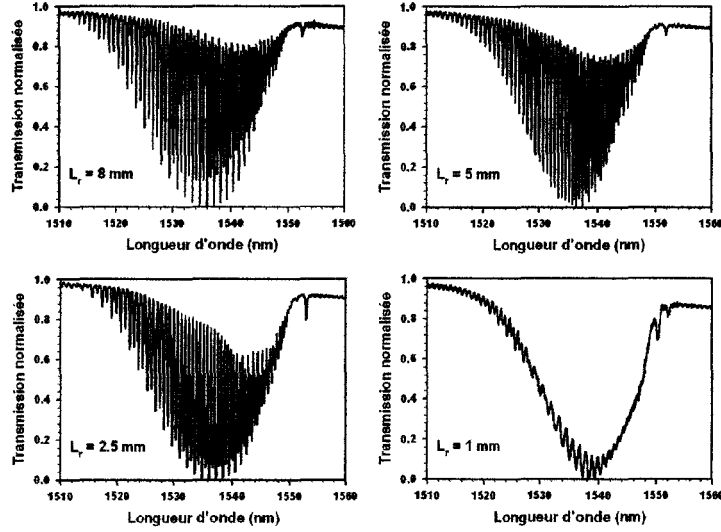


Fig. 2.10: Influence de la longueur d'un réseau de Bragg à traits inclinés ($\theta_{ext} = 10^\circ$) sur sa réponse spectrale en transmission. Pour chaque réseau, le coefficient minimal de transmission est identique et vaut 0,8.

s'avérer pénalisant pour certaines applications qui nécessitent un mode de fonctionnement en transmission pour des porteuses dont les longueurs d'onde sont situées au voisinage de ces résonances. Une solution possible pour minimiser l'effet néfaste de ces résonances consiste à concevoir une fibre optique dont les caractéristiques opto-géométriques se traduisent par un éloignement de la position du premier pic correspondant à une résonance vers un mode de gaine par rapport à la résonance de Bragg entre modes fondamentaux.

L'écart entre la longueur d'onde de Bragg λ_B et la longueur d'onde λ_{gaine} pour laquelle commence le couplage vers les modes de gaine est donné par la relation suivante :

$$\begin{aligned} \lambda_B - \lambda_{gaine} &= 2n_{eff}^{01} \Lambda_{eff} - (n_{eff}^{01} + n_g) \Lambda_{eff} \\ \implies \lambda_B - \lambda_{gaine} &= (n_{eff}^{01} - n_g) \Lambda_{eff} = \frac{\lambda_B}{2} \left(1 - \frac{n_g}{n_{eff}^{01}}\right) \end{aligned} \quad (2.10)$$

Cette relation montre que cet écart est d'autant plus important que la différence entre l'indice effectif du mode fondamental et l'indice de la gaine est élevée. Pour pouvoir éloigner le plus possible la résonance de Bragg des résonances de

gaine, il faut donc augmenter la différence d'indice de réfraction entre le coeur et la gaine optique. Ceci revient à augmenter l'ouverture numérique de la fibre optique d'inscription.

Expérimentalement, nous avons inscrit à 1530 nm deux réseaux de Bragg à traits droits dans deux fibres optiques d'ouvertures numériques différentes. La première fibre a une ouverture numérique de 0,121 (fibre STD2 définie en Annexe A) tandis que la seconde possède une ouverture numérique de 0,297 (fibre de type GF3 fournie par la société RedFern-Australie).

Dans le cas de la fibre d'ouverture numérique 0,121, on obtient un écart entre la résonance de Bragg et le début des résonances entre le mode fondamental et les modes de gaine égal à 1,34 nm. La relation (2.10) conduit à un écart de 1,14 nm.

Dans le cas du réseau de Bragg inscrit dans la fibre d'ouverture numérique égale à 0,297, on obtient un écart expérimental de 8,8 nm. Théoriquement, on s'attendait à trouver un écart de 8,6 nm. La réponse spectrale en transmission de ce dernier réseau est représentée à la Figure 2.11.

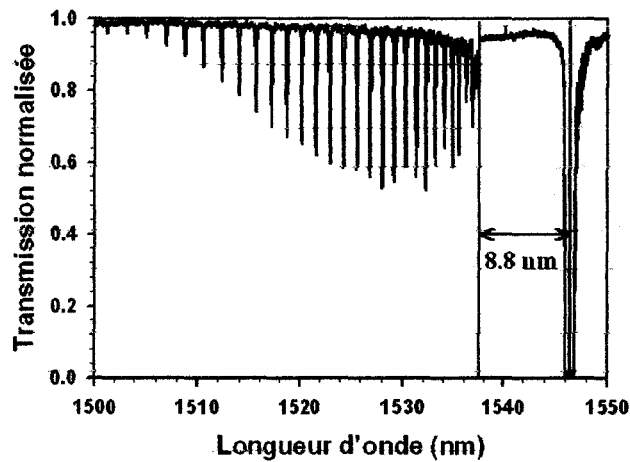


Fig. 2.11: Réponse spectrale en transmission d'un réseau de Bragg à traits droits inscrit dans une fibre optique d'ouverture numérique égale à 0,297 avec indication de l'écart entre le pic de Bragg et le début du couplage vers les modes de gaine.

2.4.2 Géométrie radiale de la zone photosensible

Cas d'une fibre optique à coeur et gaine photosensibles

Les réseaux de Bragg à traits inclinés sont souvent conçus afin de réaliser des filtres dissipatifs. Le problème fréquemment rencontré ne concerne alors pas les résonances correspondant au couplage vers les modes de gaine (ou la bande de perte liée au couplage vers le continuum des modes radiatifs) mais plutôt la réflexion résiduelle correspondant à la résonance de Bragg (et au *ghost-mode*) [18]. Nous avons montré au paragraphe III-2.2 que la réflectivité à la longueur d'onde de Bragg a tendance à décroître avec l'angle d'inclinaison des traits mais avec un comportement oscillant, c'est-à-dire avec des rebonds de réflectivité de plus en plus faible. En outre, pour certaines valeurs de l'angle d'inclinaison des traits, la valeur de la réflectivité est théoriquement nulle. Dans certaines applications des réseaux de Bragg à traits inclinés comme l'égalisation du gain des amplificateurs à fibres optiques dopées en ions erbium, il est impératif d'avoir une réflexion de Bragg aussi faible que possible [18].

Une solution pour minimiser l'effet néfaste de la réflexion de Bragg résiduelle consiste à étendre la zone photosensible dans la direction radiale [18][27]. Au lieu d'inscrire les réseaux de Bragg uniquement dans le coeur de la fibre optique, ceux-ci sont inscrit dans le coeur et une partie de la gaine optique. La Figure 2.12 montre l'évolution de la réflectivité de Bragg avec l'angle d'inclinaison des traits pour différentes dimensions de la zone photosensible. Plus le rayon de la zone photosensible r_p s'étend dans la gaine, et plus le comportement pseudo-périodique disparaît. Au-delà du premier zéro, la réflectivité résiduelle reste quasiment nulle pour un rayon de zone photosensible 1,5 fois supérieur à la dimension nominale, c'est-à-dire le rayon de coeur r_c .

L'extension de la zone d'inscription des réseaux à traits inclinés du coeur vers la gaine se traduit par une modification de l'allure de la bande de pertes vers le continuum des modes radiatifs. Sur la Figure 2.13, nous présentons des résultats de modélisation du spectre relatif au couplage du mode fondamental guidé vers le continuum de modes radiatifs. La méthode utilisée pour obtenir ces spectres est présentée au Chapitre II-4. On observe principalement deux conséquences d'une inscription dans le coeur et dans la gaine optique sur cette bande de pertes. Tout

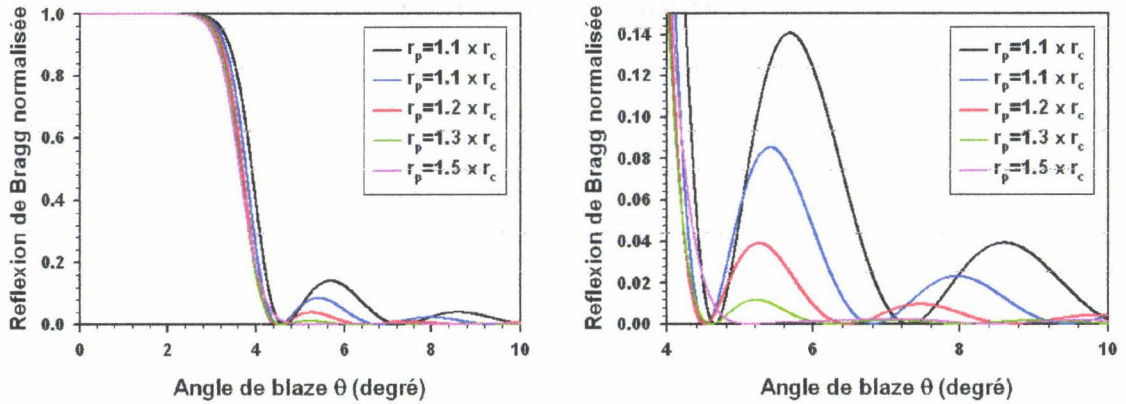


Fig. 2.12: Evolution de la réflexion de Bragg avec l'angle d'inclinaison des traits. Le paramètre de l'étude est le rayon r_p de la zone photosensible exprimée en fonction du rayon de coeur r_c . L'amplitude de modulation d'indice est fixée à 5×10^{-4} . Nous avons considéré les caractéristiques opto-géométriques de fibres suivantes : $r_c = 4,15 \mu m$, $r_g = 62,5 \mu m$, $n_c = 1,4634$ et $n_g = 1,4578$.

d'abord, plus l'extension du réseau dans la gaine est importante et plus le spectre s'affine : la largeur spectrale à mi-hauteur décroît [18]. En outre, l'écriture d'un réseau dans la gaine tend à symétriser la bande de pertes [18][63].

Enfin, dans le cas de réseaux de Bragg à traits droits, l'inscription du réseau dans le coeur et une partie de la gaine a pour conséquence de réduire l'amplitude du couplage vers les modes de gaine. Ceci s'explique simplement en faisant appel à la relation d'orthogonalité entre les modes. Le coefficient de couplage entre le mode guidé et un mode de gaine fait intervenir l'intégrale de recouvrement entre les deux modes. Or, cette intégrale tend vers zéro quand l'extension radiale tend vers l'infini. Par conséquent, plus la zone photosensible s'étend dans la gaine et plus les coefficients de couplage entre le mode guidé et les modes de gaine diminuent. Ce point est important dans le cas de l'utilisation des réseaux de Bragg comme composants de filtrage en télécommunication par fibres optiques [29][80] [115][12][116].

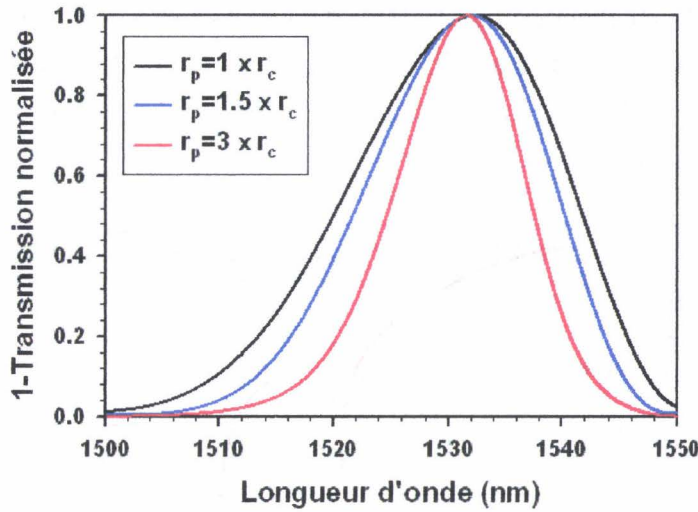


Fig. 2.13: Evolution de la réponse spectrale en transmission d'un réseau de Bragg à traits inclinés de longueur 10 mm, de longueur d'onde de Bragg de conception de 1530 nm et d'angle d'inclinaison des traits $\theta = 6,082^\circ$. La valeur de l'amplitude de modulation d'indice vaut 10^{-3} . Le paramètre de l'étude est le rayon de la zone photosensible. Nous avons considéré les caractéristiques opto-géométriques de fibres suivantes : $r_c = 4,15 \mu m$, $r_g = 62,5 \mu m$, $n_c = 1,4634$ et $n_g = 1,4578$. Ces caractéristiques correspondent à une fibre optique à gaine photosensible disponible au laboratoire (et fournie par la société Highwave Optical Technologies).

Cas d'une fibre optique dont seule la gaine est photosensible

Au lieu d'utiliser une fibre dont le coeur et la gaine sont photosensibles, certains auteurs ont proposé d'utiliser une fibre optique dont seule la gaine est photosensible [65][64]. Dans ce cas, on ne minimise pas les rebonds de réflectivité mais on diminue la valeur du premier angle θ d'inclinaison des traits pour lequel la réflectivité de Bragg s'annule. Les principaux avantages d'une diminution de cette valeur de l'angle θ résident dans la réduction des temps d'inscription pour une atténuation donnée et dans la possibilité d'obtenir des bandes de pertes plus fines spectralement. En effet, la zone spectrale pour laquelle le couplage vers les modes radiatifs (ou vers les modes de gaine) est effectif est d'autant moins étendue que l'angle θ est faible. La Figure 2.14 représente l'évolution du coefficient de couplage κ_{01-01} entre les deux modes guidés fondamentaux contra-

propagatifs LP_{01} en fonction de l'angle θ d'inclinaison des traits pour une fibre dont seule la gaine est photosensible en comparaison de fibres aux paramètres opto-géométriques similaires mais dont le coeur seul ou le coeur et une partie de la gaine sont photosensibles.

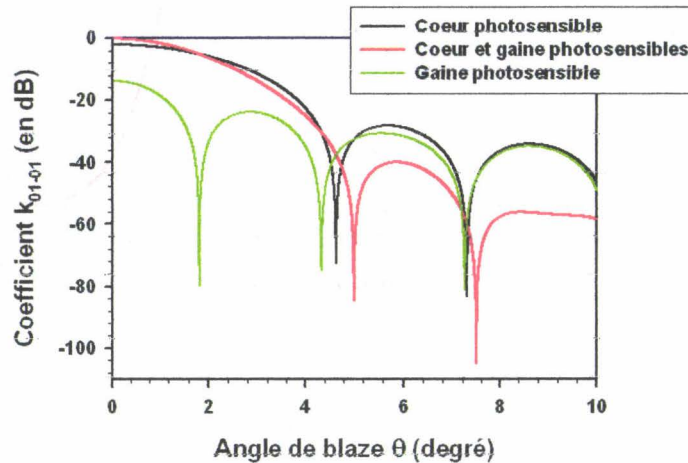


Fig. 2.14: Evolution du coefficient de couplage κ_{01-01} entre les deux modes guidés fondamentaux contra-directifs LP_{01} en fonction de l'angle d'inclinaison des traits θ pour trois fibres aux caractéristiques opto-géométriques identiques mais pour trois types de zone photosensible : coeur photosensible, coeur et gaine photosensible ($r_p = 3 \times r_c$) et gaine photosensible seule ($r_p = 3 \times r_c$). L'amplitude de modulation d'indice vaut 5×10^{-4} .

2.5 Cascade de réseaux de Bragg à traits inclinés

Jusqu'ici, nous avons considéré la réponse spectrale en transmission d'un unique réseau de Bragg à traits inclinés photoinscrit dans une fibre optique mono-mode. Cependant, tout comme pour les réseaux de Bragg uniformes à pas court [105] et les réseaux de Bragg à pas long [33][145][89][54], on peut envisager de cascader plusieurs réseaux sur une même portion de fibre.

Ainsi, dans le cas de réseaux de Bragg uniformes à pas court, en réalisant deux réseaux identiques mais séparés d'une longueur de fibre L , on forme l'équivalent

d'un interféromètre de type Fabry-Perot. Les deux réseaux de Bragg constituent les deux miroirs de l'interféromètre. Dans ce cas, on peut observer la formation d'une structure de type passe-bande au sein de la bande de filtrage du réseau de Bragg. L'écart spectral entre les pics passe-bande correspond à l'Intervalle Spectral Libre en longueur d'onde de la structure et est donné par [93] :

$$ISL_\lambda = \frac{\lambda^2}{2 \times n_{eff} \times d} \quad (2.11)$$

où n_{eff} désigne l'indice effectif du mode fondamental et d la séparation effective entre les deux réseaux de Bragg. En première approximation, d est égale à la distance entre les milieux des deux réseaux. En réalité, d varie avec la longueur d'onde. Aussi, sur les flancs de la raie de Bragg, la valeur de ISL_λ diminue car la lumière pénètre moins profondément dans les réseaux de Bragg. Par conséquent la dimension de la cavité équivalente est plus élevée, et donc l' ISL_λ plus petit. La Figure 2.15 illustre le cas d'une cavité de type Fabry-Perot constituée de deux réseaux de Bragg de même réflectivité et de longueur 4 mm séparés par une cavité de 4 mm. Cette structure a été réalisée à l'aide du montage d'inscription à masque de phase de l'Université de Lille (voir Chapitre III-1). Ce montage permet l'inscription des deux réseaux de façon simultanée. On observe en particulier la valeur non constante de l'Intervalle Spectral Libre qui prend une valeur moyenne de 90 pm. Ceci est en accord avec la valeur attendue de 100 pm pour une longueur d'onde de 1530 nm et une cavité de 8 mm correspondant à la distance entre le milieu de chaque réseau.

Des structures similaires peuvent être réalisées avec des réseaux de Bragg à traits inclinés. Pour la résonance correspondant au couplage entre les deux modes guidés contra-directifs, disposer deux réseaux à traits inclinés identiques en cascade mais séparés d'une longueur L revient à créer une structure de type Fabry-Perot. Par contre, dans le cas des résonances correspondant au couplage entre le mode guidé et les modes de gaine, il est plus juste de considérer que l'on a réalisé un interféromètre de type Mach-Zehnder. Le schéma d'une telle structure est représenté à la Figure 2.16. Le mode guidé, atténué lors du passage au travers du premier réseau de Bragg à traits inclinés, est couplé par le second vers un mode de gaine. Ce mode se propage dans la cavité puis est récouplé

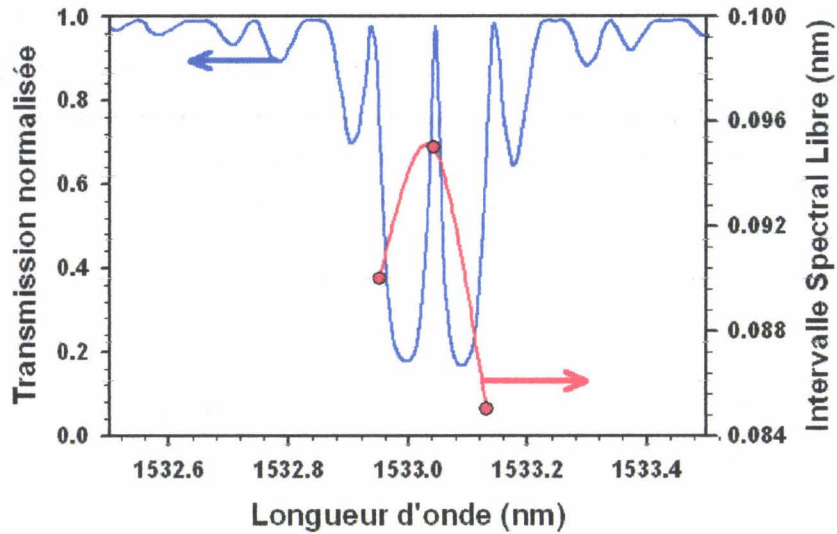


Fig. 2.15: Transmission spectrale d'un Fabry-Perot à réseaux de Bragg composé de deux réseaux de longueur 4 mm et séparés par une cavité de 4 mm ($n_c = 1,463$). L'évolution de l'Intervalle Spectral Libre est également représenté en fonction de la longueur d'onde.

dans le coeur par le premier réseau de Bragg à traits inclinés. L'énergie recouplée vers le mode fondamental interfère alors avec le mode fondamental incident pour générer un phénomène interférentiel. Celui-ci se traduit, comme pour la structure Fabry-Perot, par la formation d'une structure de type passe-bande à l'intérieur de la bande de filtrage des différentes résonances de gaine.

Sur la Figure 2.17, nous représentons la résonance vers un mode de gaine d'un interféromètre de type Mach-Zehnder constitué de deux réseaux de Bragg à traits inclinés de longueur 10 mm, d'angle θ_{ext} valant 14° , photoinscrits à l'aide du montage à miroir de Lloyd et séparés d'une cavité de longueur 20 mm. La non uniformité de la hauteur des pics peut s'expliquer à la fois par un désaccord entre les longueurs d'onde de couplage des deux réseaux de Bragg à traits inclinés mais aussi par des amplitudes de modulation d'indice différentes. En chauffant l'un ou l'autre des deux réseaux de façon à accorder les longueurs d'onde de résonance (après avoir réalisé un recuit de l'ensemble des deux réseaux), il n'a pas été possible d'optimiser la figure d'interférences. Cette non uniformité provient donc probablement d'une différence d'amplitude de modulation d'indice entre les deux

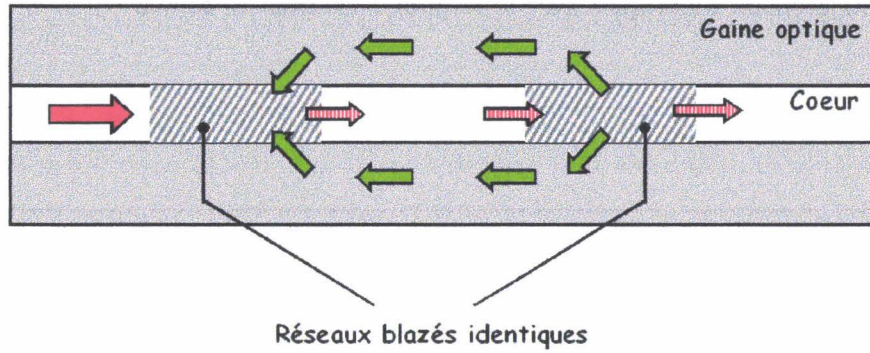


Fig. 2.16: Représentation schématique d'une structure de type Mach-Zehnder composée de deux réseaux de Bragg à traits inclinés.

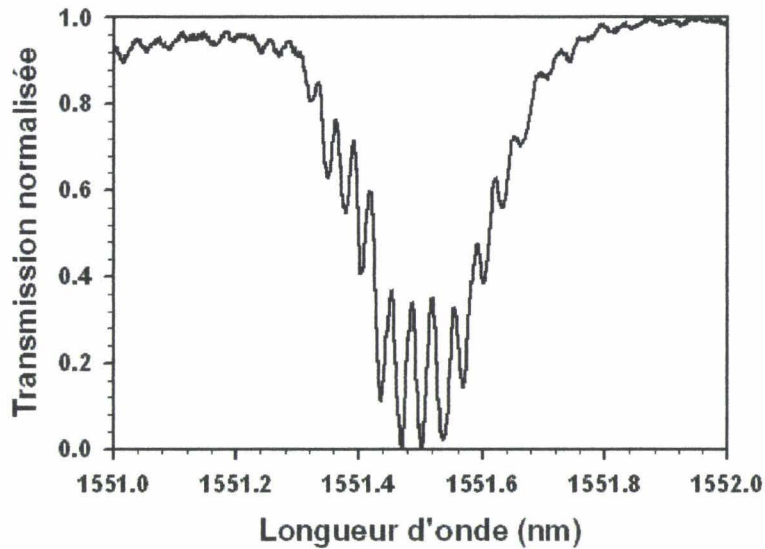


Fig. 2.17: Mesure de la transmission spectrale d'une résonance de gaine isolée dans le cas d'un interféromètre de type Mach-Zehnder composée de deux réseaux à traits inclinés de longueur 100 mm, d'angle θ_{ext} égal à 14° et séparés par une cavité de longueur 20 mm.

réseaux. Ceci est tout à fait compréhensible du fait de la difficulté d'inscrire deux réseaux strictement identiques avec le montage à miroir de Lloyd.

Chapitre 3

Caractérisation du profil longitudinal de modulation d'indice

Dans le chapitre précédent, nous avons montré que la différence entre les spectres expérimentaux de réseaux de Bragg à traits inclinés inscrits avec le montage à miroir de Lloyd et les spectres théoriques calculés à l'aide du logiciel FOGS-BG en terme de largeur de bande des différentes résonances pouvait s'expliquer par l'introduction lors de la photoinscription d'une fonction d'apodisation du réseau s'accompagnant d'une élévation homothétique de l'indice de réfraction moyen le long du réseau. Nous avons supposé que cette augmentation de l'indice moyen est à l'origine de la largeur de bande élevée des résonances des réseaux de Bragg à traits inclinés. Nous ne sommes pas en mesure de vérifier cette hypothèse directement car nous ne disposons pas d'une méthode de mesure de l'indice moyen le long du réseau. Par contre, nous disposons d'un banc optique permettant la mesure de l'amplitude de modulation d'indice en fonction de la coordonnée longitudinale. Ce banc optique de mesure de l'amplitude de modulation d'indice repose sur une méthode de mesure par diffraction transverse, appelée également méthode de Krug [84]. En supposant que la variation d'indice moyen se déduit d'un facteur 0,5 de l'amplitude de modulation d'indice mesurée par la méthode de Krug, nous serons alors en mesure de déterminer son influence sur la réponse spectrale en transmission des réseaux de Bragg à traits inclinés.

3.1 La méthode de mesure par diffraction transverse

3.1.1 Principe de la mesure par diffraction transverse

En 1995, P. A. Krug *et al.* exposent et démontrent le principe d'une méthode de mesure de l'amplitude de modulation d'indice photoinduite le long du réseau de Bragg [84]. Cette méthode consiste à mesurer l'intensité de l'énergie diffractée par un réseau de Bragg éclairé latéralement par un rayonnement de longueur d'onde λ_{sonde} (cf. Figure 3.1). Le faisceau sonde est focalisé dans le coeur de la fibre optique contenant le réseau de Bragg photoinscrit. Soit θ_c l'angle entre la direction du faisceau sonde dans le coeur de la fibre et l'axe de propagation de la fibre optique. Dans le coeur, le faisceau sonde rencontre une structure périodique dont la période Λ est typiquement de l'ordre de $530 \mu\text{m}$ pour une longueur d'onde de Bragg dans la bande $1,5 \mu\text{m}$. Ce faisceau va alors être diffracté. Le régime de diffraction (Bragg ou Raman-Nath) est déterminé par la valeur du coefficient Q suivant :

$$Q = \frac{2 \pi d_c \lambda_{\text{sonde}}}{n_c \Lambda^2} \quad (3.1)$$

Dans le cas des réseaux de Bragg photoinscrits dans les fibres optiques, Q vaut 97 pour un indice du coeur n_c de 1,46, un diamètre de coeur d_c de $10 \mu\text{m}$, une période Λ de 530 nm et une longueur d'onde sonde λ_{sonde} égale à 633 nm . Dans ce cas, on peut considérer que $Q \gg 1$: on se trouve donc dans le régime de diffraction dit de Bragg. Dans ce cas, la diffraction du faisceau sonde est régie par la loi de diffraction de Bragg qui permet de relier l'angle d'incidence du faisceau sonde à la longueur d'onde et à la période du réseau. Cette relation est donnée par :

$$\lambda_{\text{sonde}} = 2 n_c \Lambda \sin \theta_c \quad (3.2)$$

En faisant intervenir l'angle d'incidence à l'extérieur de la fibre par la relation de Snell-Descartes, la longueur d'onde de résonance λ_{Bragg} du réseau pour les modes guidés contra-directifs d'indice effectif n_{eff} , on obtient :

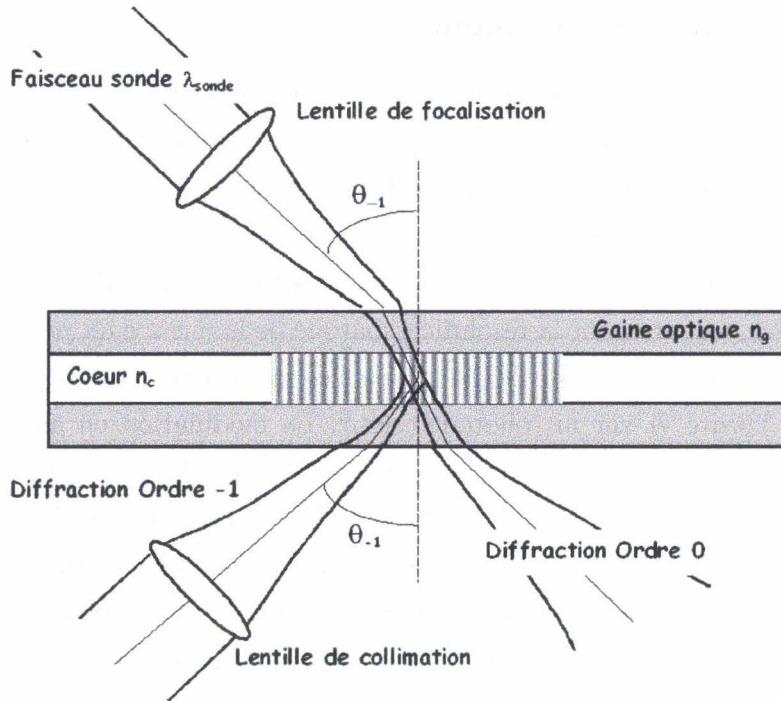


Fig. 3.1: Schéma de principe de la méthode de mesure par diffraction transverse (ou méthode de Krug) de l'amplitude de modulation d'indice de réseaux de Bragg photoinscrits dans les fibres optiques.

$$\sin \theta_{-1} = n_{eff} \frac{\lambda_{sonde}}{\lambda_{Bragg}} \quad (3.3)$$

L'utilisation d'un laser helium-neon de longueur d'onde 633 nm permet ainsi de caractériser des réseaux de Bragg dont la longueur d'onde de Bragg est supérieure à environ 900 nm.

Lorsque la condition de Bragg est vérifiée, on peut montrer que l'efficacité de diffraction dans l'ordre -1 est proportionnelle au carré de l'amplitude de modulation d'indice [84] :

$$\eta_{-1} = \frac{I_{-1}}{I_{sonde}} \propto \Delta n_{mod}^2 \quad (3.4)$$

3.1.2 Montage expérimental

Le montage utilisé au laboratoire est représenté sur la Figure 3.2. Il comporte un laser sonde de type Helium-Neon avec une longueur d'onde d'émission de 633 nm. Le faisceau émis est modulé en amplitude à l'aide d'un hacheur mécanique. Un objectif de microscope de focale 6 mm permet de focaliser le faisceau dans le coeur de la fibre optique. Le diamètre du spot de focalisation est de l'ordre de $6 \mu\text{m}$ dans le coeur, valeur fixant la résolution spatiale de la mesure du profil d'indice. Un ensemble cache-miroir-lentille de collimation permet de récupérer le faisceau diffracté à l'ordre -1 sur un photodétecteur. La modulation en amplitude du signal permet d'utiliser une détection synchrone pour réduire le bruit de mesure et pour pouvoir travailler en lumière du jour. Une platine de translation permet de déplacer la fibre devant le spot de focalisation avec une résolution de $0,1 \mu\text{m}$. L'ensemble fibre et platine de translation est fixé sur une platine de rotation, dont l'axe est confondu avec le spot de focalisation, afin de pouvoir régler l'angle d'incidence sur le réseau de Bragg à caractériser.

3.2 Influence du montage d'inscription sur l'aspect de l'enveloppe de modulation

3.2.1 Cas du montage à masque de phase

Dans le cas d'une inscription d'un réseau de Bragg à traits inclinés avec le montage à masque de phase (Chapitre III-1), le problème de défocalisation des faisceaux UV qui apparaît avec le montage de Lloyd ne se pose pas. Par conséquent, l'amplitude de modulation d'indice des réseaux de Bragg à traits inclinés est de forme rectangulaire. Sur la Figure 3.3, nous avons représenté une mesure de l'intensité diffractée par un réseau de Bragg ayant un angle d'inclinaison des traits de 8° inscrit avec le montage à masque de phase. On vérifie bien la forme globalement rectangulaire de l'intensité diffractée. Les oscillations que l'on peut observer peuvent provenir des franges de diffraction (franges d'Airy) produites par les bords du cache fixant la longueur du réseau de Bragg.

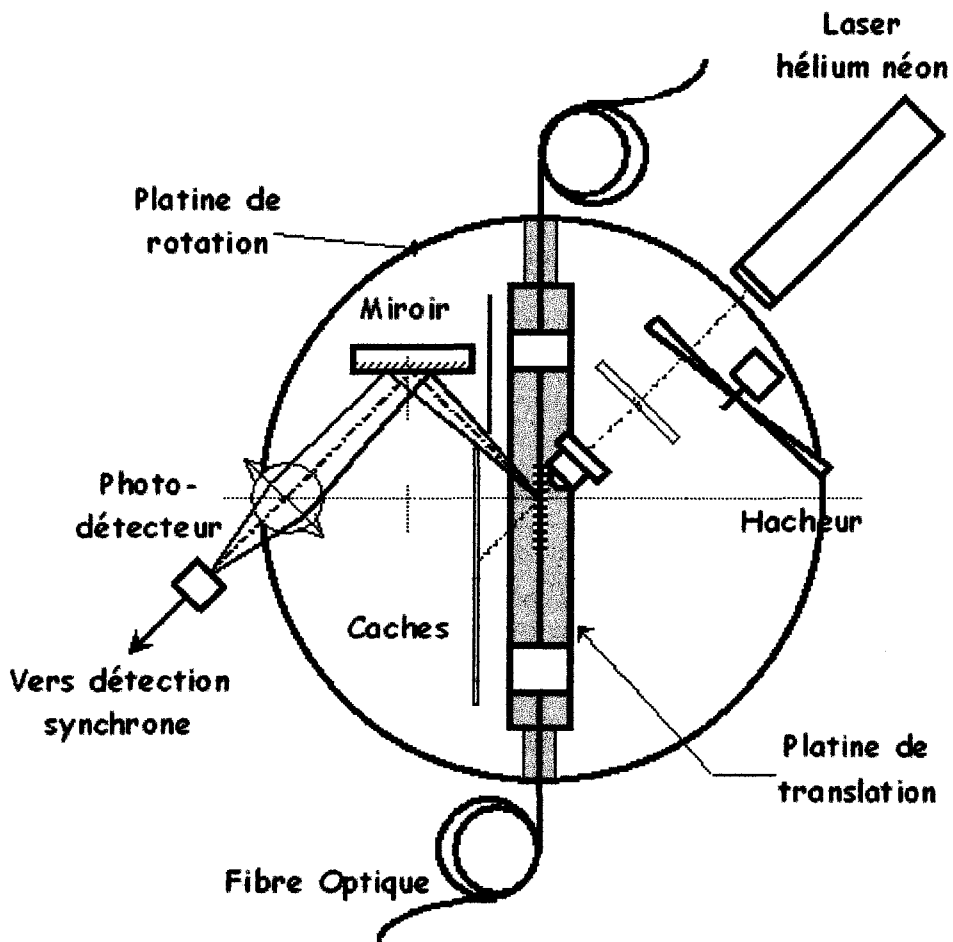


Fig. 3.2: Schéma du montage réalisé au laboratoire pour la mesure de l'amplitude de modulation d'indice de réseaux de Bragg selon la méthode de Krug.

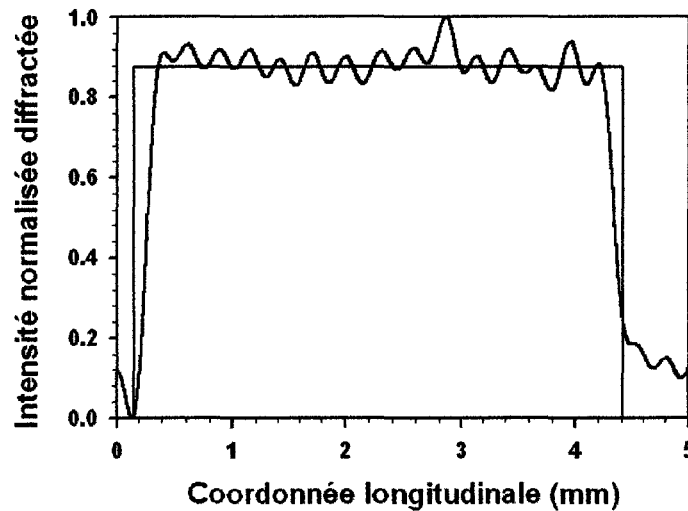


Fig. 3.3: Intensité diffractée par un réseau de Bragg à traits inclinés inscrit avec un montage à masque de phase ($\theta = 8^\circ$) et interrogé selon la méthode de Krug.



3.2.2 Cas du montage à miroir de Lloyd

Nous avons également utilisé le montage de Krug pour caractériser l'amplitude de modulation d'indice de réseaux de Bragg à traits inclinés photoinscrits à l'aide du montage à miroir de Lloyd. Quatre réseaux ont été étudiés. Ils ont été inscrits dans la fibre optique STD1 (cf. Annexe A). Leur longueur vaut 10 mm, la longueur d'onde de conception est égale à 1530 nm et les angles θ_{ext} valent respectivement 0° , 8° , 12° et 16° . Les résultats de mesure sont présentés sur la Figure 3.4.

Le réseau de Bragg à traits droits ($\theta_{ext} = 0^\circ$) présente une amplitude de modulation d'indice décroissante le long du réseau, depuis l'origine prise sur l'arête du miroir de Lloyd. Cette observation s'explique par le fait que l'intensité du faisceau d'inscription diminue de façon gaussienne le long de l'axe de la fibre. Lors des réglages préalables à l'inscription, cette gaussienne est en effet centrée sur l'arête du miroir, ce qui explique la forme en demi-cloche très aplatie de l'amplitude de modulation d'indice photoinscrite.

Pour les réseaux de Bragg à traits inclinés, l'amplitude de modulation d'indice présente une forme en demi-cloche de largeur à mi-hauteur d'autant plus petite que l'angle d'inclinaison des traits est élevé. Cette forme provient du fait que,

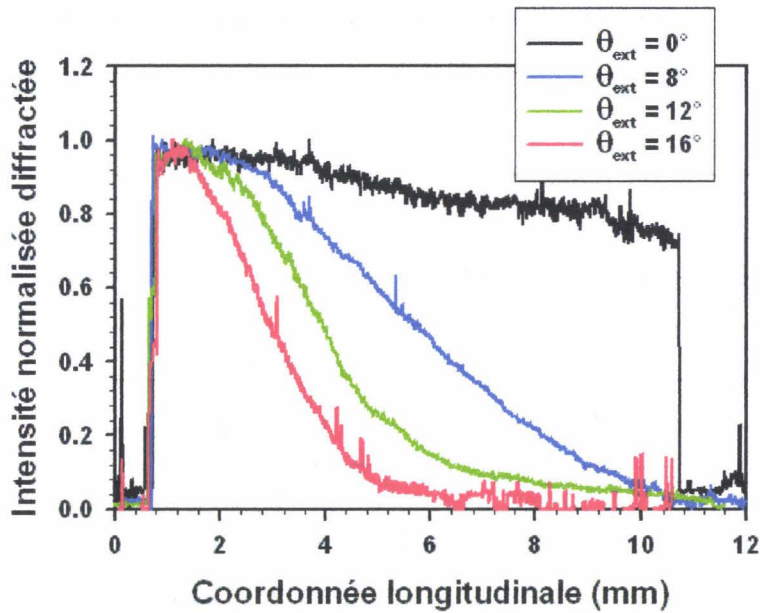


Fig. 3.4: Intensité normalisée diffractée par quatre réseaux de Bragg à traits inclinés ($\theta_{ext} = 0^\circ, 8^\circ, 12^\circ$ et 16°) photoinscrits à l'aide du montage à miroir de Lloyd.

pour incliner les traits du réseau, la fibre a subi une rotation autour de l'arête du miroir d'inscription. Or, la focalisation du faisceau d'inscription est réglée de sorte que la tâche de focalisation de la lentille cylindrique est confondu avec le coeur de la fibre optique lorsque celle-ci est orientée perpendiculairement au plan du miroir. En tournant la fibre pour introduire l'angle d'inclinaison des traits, on éloigne la fibre de ce spot de focalisation. Plus on s'éloigne du début du réseau (correspondant à l'arête du miroir) et plus le faisceau d'inscription est défocalisé.

Dans le plan ($x, y, z=0$) de focalisation de la lentille cylindrique (avec y l'axe perpendiculaire au plan du miroir et x confondu avec l'arête du miroir plan), le faisceau UV présente un profil d'intensité de type gaussien :

$$I(x, y, z = 0) \propto e^{-x^2/w_{0x}^2} e^{-y^2/w_{0y}^2} \quad (3.5)$$

avec w_{0x} et w_{0y} les demi-axes du spot elliptique du faisceau gaussien selon les axes x et y .

Pour $z > 0$, le faisceau diverge et son intensité dans le plan (x,z) s'exprime alors selon :

$$I(x, y, z) \propto \frac{1}{w_x^2(z) w_y^2(z)} e^{-x^2/w_x^2(z)} e^{-y^2/w_y^2(z)} \quad (3.6)$$

avec $w_x(z)$ et $w_y(z)$ qui sont données par :

$$w_x(z) = w_{0x} \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_{0x}^2} \right)^2} \quad (3.7)$$

$$w_y(z) = w_{0y} \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_{0y}^2} \right)^2} \quad (3.8)$$

Pour connaître l'intensité du faisceau le long de la fibre, on change de repère et on pose $y = r \cos \theta_{ext}$. La fibre est localisée dans le plan $x=0$. En remarquant que $w_{0x} \ll w_{0y}$, on obtient alors l'expression de l'intensité du faisceau UV dans coeur de la fibre optique :

$$I(r, \theta_{ext}) \propto \frac{1}{1 + \left(\frac{\lambda r \sin \theta_{ext}}{\pi w_{0x}^2} \right)^2} e^{-(r \cos \theta_{ext})^2 / w_{0y}^2} \quad (3.9)$$

A l'aide d'une fonction de ce type, nous avons ajusté l'évolution de l'intensité diffractée dans l'ordre -1 par le réseau de Bragg le long du réseau. Les résultats sont présentés sur la Figure 3.5.

Dans certains cas, l'amplitude de modulation d'indice d'un réseau de Bragg présente une forme en cloche similaire mais avec un maximum décalé par rapport à l'origine du réseau (arête du miroir). Nous avons constaté que cet effet était visible aussi bien sur des réseaux à traits inclinés que sur des réseaux à traits droits. L'explication la plus probable de ce phénomène réside dans le fait que le miroir biseauté peut présenter des zones proches de l'arête pour lesquelles la réflectivité n'est plus optimale (inhomogénéité du dépôt diélectrique à cause du biseau à 45°). Par conséquent, en début de réseau, les deux demi-faisceaux interférant présentent des intensités différentes : la visibilité des franges peut alors chuter brusquement, de même que la valeur attendue de l'augmentation d'indice

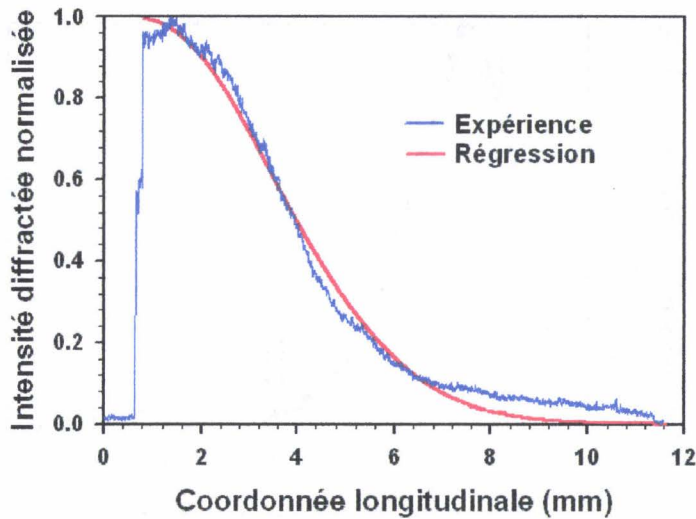


Fig. 3.5: Modélisation de l'intensité diffractée dans l'ordre -1 par un réseau de Bragg à traits inclinés ($\theta_{ext} = 12^\circ$) interrogé selon la méthode de Krug.

moyen. L'effet n'est pas systématique car la zone d'impact du faisceau UV sur le miroir plan n'est pas nécessairement à la même hauteur d'une inscription à l'autre. Dans le cas d'un réseau de Bragg à traits inclinés ($\theta \neq 0^\circ$), une autre explication possible consiste à supposer que le réglage de la focalisation du faisceau laser a été effectué au-delà de l'arête du miroir. Dans ce cas, le maximum de la distribution d'énergie du faisceau d'inscription est également décalé par rapport à l'origine du réseau. Il résulte de ce mauvais réglage l'inscription d'un réseau de Bragg, à traits inclinés pour lequel l'amplitude de modulation d'indice et l'indice moyen n'évoluent pas en accord avec les courbes présentées précédemment mais selon une courbe en cloche dont le maximum est décalé par rapport à l'origine du réseau. La Figure 3.6 illustre le cas d'un réseau de Bragg à traits inclinés ($\theta_{ext} = 16^\circ$) inscrit avec le montage à miroir de Lloyd et caractérisé avec le montage de Krug.

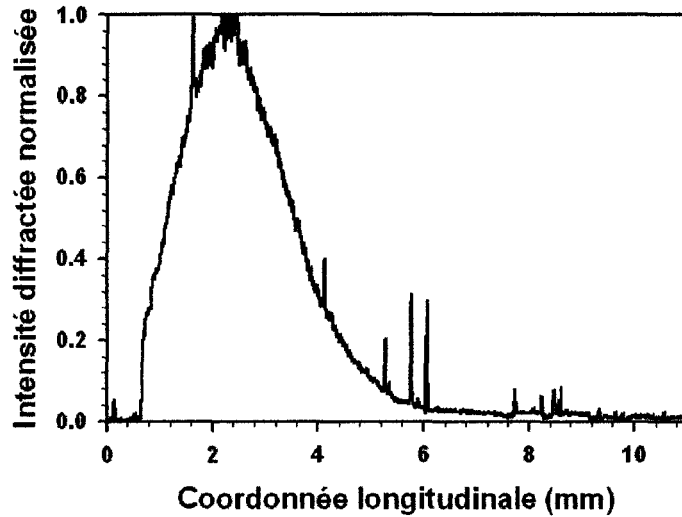


Fig. 3.6: Intensité du faisceau diffracté en fonction de la coordonnée longitudinale lors de l'analyse avec le montage de Krug d'un réseau de Bragg à traits inclinés (10 mm, $\theta_{ext} = 16^\circ$) inscrit avec le montage à miroir de Lloyd.

3.3 Influence de la forme du profil longitudinal de modulation d'indice sur la réponse spectrale en transmission des réseaux de Bragg à traits inclinés

3.3.1 Etude de la résonance de Bragg

Nous envisageons tout d'abord le cas d'un réseau de Bragg présentant une amplitude de modulation d'indice en forme de cloche centrée sur le début du réseau. Cette non-uniformité se traduit sur le spectre du réseau par : un élargissement spectral (*chirp* dû à la non-uniformité de l'indice moyen) et une diminution de l'amplitude des lobes secondaires (apodisation). Dans le cas de réseaux pour lesquels le maximum de l'indice moyen n'est pas situé sur un bord du réseau, on voit apparaître des résonances à l'intérieur de la bande de filtrage du pic de Bragg [114][41]. Cet effet peut être assimilé à des résonances de type Fabry-Perot. Prenons pour simplifier le cas d'un réseau de Bragg le long duquel l'indice moyen

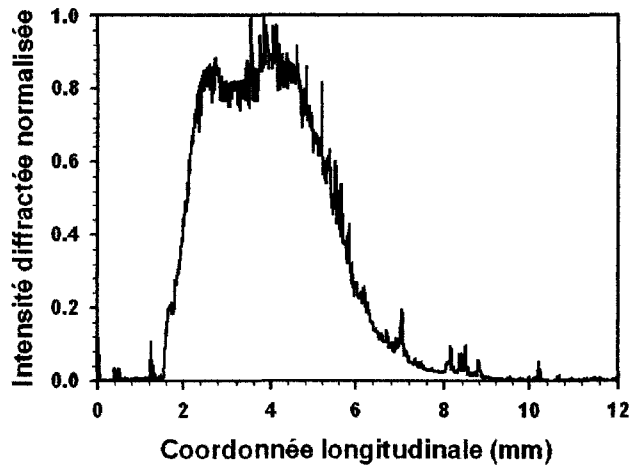


Fig. 3.7: Caractérisation avec le montage de Krug d'un réseau de Bragg à traits inclinés ($\theta_{ext} = 10^\circ$, $L_r = 10 \text{ mm}$) photoinscrits avec le montage à miroir de Lloyd dans une fibre optique monomode ($r_c = 1,55 \mu\text{m}$, $r_g = 62,5 \mu\text{m}$, $n_c = 1,4805$, $n_g = 1,4595$).

évolue selon une fonction gaussienne dont le maximum est au centre du réseau. Dans ce cas, l'indice effectif est plus élevé au centre du réseau qu'en ses bords. D'après la relation de Bragg, ceci se traduit par le fait que la longueur d'onde de résonance est d'autant plus faible que l'on se rapproche des extrémités du réseau. Pour les longueurs d'onde les plus courtes, tout se passe comme si la partie centrale ne comportait pas de réseau. On est ainsi en présence d'une cavité de type Fabry-Perot. La Figure 3.8 illustre un tel effet dans le cas d'un réseau de Bragg à traits inclinés dont la caractérisation à l'aide du montage de Krug est représentée à la Figure 3.7.

3.3.2 Modélisation de la réponse spectrale des réseaux de Bragg à traits inclinés

Nous avons vu au Chapitre III-2 que la modélisation, avec le logiciel FOGS-BG, de la réponse spectrale des réseaux de Bragg à traits inclinés photoinscrits avec le montage à miroir de Lloyd n'était pas satisfaisante en terme de largeur spectrale des résonances. Nous avons alors supposé que cet écart provenait d'un phénomène de *chirp* dû à la non-uniformité de l'indice moyen. Les caractérisa-

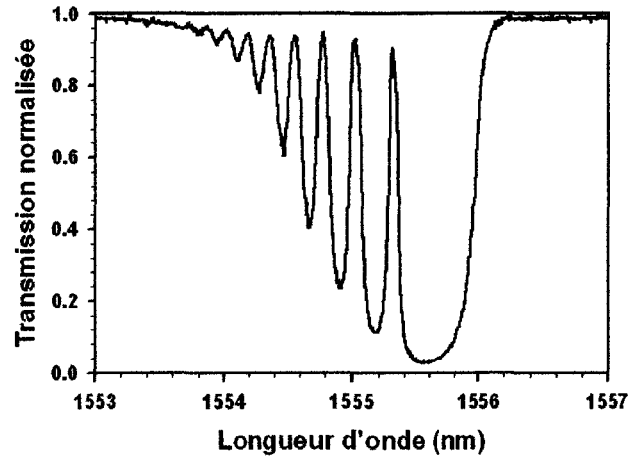


Fig. 3.8: Spectre en transmission de la résonance de Bragg du réseau de Bragg à traits inclinés ($\theta_{ext} = 10^\circ$, $L_r = 10\text{ mm}$) dont le profil de modulation est représenté sur la Figure 3.7.

tions de tels réseaux effectuées à l'aide du montage de Krug ont confirmé cette hypothèse.

Par conséquent, la modélisation de la réponse spectrale des réseaux inscrits avec le montage à miroir de Lloyd nécessite de faire intervenir un profil de modulation d'indice non uniforme s'accompagnant d'un *chirp* par modification de l'indice moyen le long du réseau. Pour cela, nous avons considéré le réseau de Bragg réalisé avec θ_{ext} égal à 16° . La caractérisation du profil de modulation d'indice de ce réseau selon la méthode de Krug est représentée sur la Figure 3.4. La réponse spectrale en transmission de ce réseau a été mesurée à l'aide d'une source accordable de type Tunics. Pour la modélisation, nous avons considéré un réseau ayant un profil d'indice de modulation de type *super-gaussien* centré à l'origine du réseau avec augmentation de l'indice moyen :

$$\left\{ \begin{array}{l} n(z) = n_c + \Delta n_{mod}(z) \left[\frac{1}{2} + \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z + \Phi_0\right) \right] \text{ pour } 0 \leq z \leq L_r \\ \Delta n_{mod}(z) = \Delta n_{max} \left(\frac{\Delta n_{min}}{\Delta n_{max}} \right)^{\left(\frac{z}{L_r}\right)^{2\alpha}} \\ \alpha = 1 \\ \Delta n_{max} = 0,0011 \\ \Delta n_{min} = 0,0001 \end{array} \right. \quad (3.10)$$

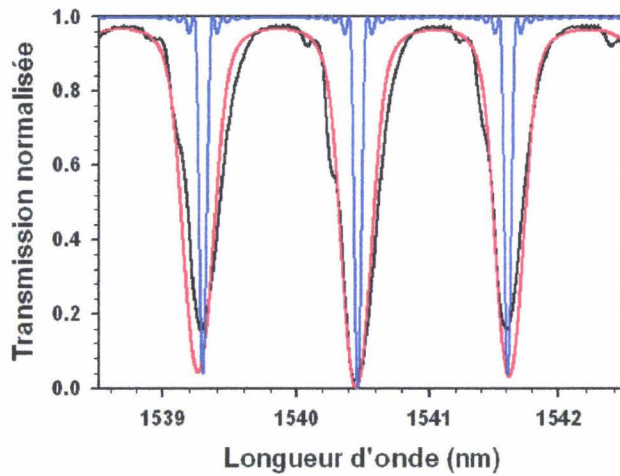


Fig. 3.9: Visualisation de trois résonances de la réponse spectrale en transmission d'un réseau de Bragg à traits inclinés ($\theta_{ext} = 16^\circ$, $L_r = 10\text{ mm}$) photoinscrits avec un montage à miroir de Lloyd (courbe noire). Les courbes bleue et rouge représentent les résultats d'une modélisation de la réponse spectrale de ce réseau (logiciel FOGS-BG) dans le cas respectivement d'un profil d'indice de modulation uniforme et d'un profil de type semi-gaussien, centré en début de réseau (largeur à mi-hauteur de 2,3 mm). L'évolution de l'indice moyen le long du réseau se déduit de l'amplitude de modulation d'indice selon un facteur 0,5.

Le résultat de la simulation est représenté sur la Figure 3.9 avec le rappel du résultat obtenu pour un réseau à profil d'indice de modulation uniforme longitudinalement. Les valeurs numériques choisies pour effectuer la simulation assurent que la réponse spectrale simulée possède la même atténuation minimale que le réseau expérimental, à savoir 0,5. Les spectres représentés sur la Figure 3.9, bien que normalisés, sont donc totalement comparables. On peut donc conclure que la prise en compte du profil de modulation d'indice réel permet de modéliser de façon satisfaisante les largeurs spectrales des résonances de gaine.

Quatrième partie

**APPLICATIONS
METROLOGIQUES DES
RESEAUX DE BRAGG A
TRAITS INCLINES**

Chapitre 1

Etat de l'art des applications des réseaux de Bragg à traits inclinés

Dans ce chapitre, nous présentons les principales applications des réseaux de Bragg à traits inclinés qui ont été proposées à ce jour. Nous considérons à la fois le domaine des Capteurs à Fibres Optiques et celui des Télécommunications Optiques. Dans ce dernier cas, nous expliquons comment des applications en télécommunication peuvent trouver un débouché ou initier des développements applicatifs dans le secteur de la Métrologie et de l'Instrumentation.

Nous commençons par exposer l'utilisation des fonctions de filtrage des réseaux de Bragg à traits inclinés pour l'égalisation du gain des amplificateurs à fibres optiques dopées avec des ions erbium. Puis, nous montrons comment ces réseaux permettent de réaliser un polarimètre tout fibré. Dans une troisième section, nous montrons comment les propriétés de diffraction des réseaux de Bragg à traits inclinés vers le milieu extérieur ont été utilisées pour réaliser des analyseurs de spectre. Enfin, nous proposons d'autres utilisations potentielles, essentiellement dans le domaine des Capteurs à Fibres Optiques.

1.1 Filtres égalisateurs de gain des amplificateurs à fibres optiques

Lorsque la gaine de la fibre optique s'étend à l'infini, les réseaux de Bragg à traits inclinés réalisent un couplage du mode guidé vers le continuum de modes radiatifs. Spectralement, ce couplage se traduit par l'existence d'une bande de pertes en forme de cloche et parfaitement lisse (contrairement au cas d'un réseau placé dans l'air). Expérimentalement, le cas d'une fibre optique à gaine infinie se réalise en entourant la gaine optique par un liquide ou un polymère d'indice de réfraction égal à celui de la gaine. La localisation de cette bande de pertes, sa largeur spectrale et sa forme sont déterminées non seulement par les caractéristiques du motif photoinscrit mais aussi par les caractéristiques opto-géométriques de la fibre optique utilisée pour l'inscription. Ainsi, en combinant plusieurs réseaux de Bragg à traits inclinés, il est possible de synthétiser des bandes spectrales de pertes aux formes plus ou moins complexes.

Dans le domaine des télécommunications par fibres optiques, les amplificateurs à fibres optiques constituent des composants cruciaux. Servant à régénérer les signaux transmis, ils présentent l'inconvénient d'avoir une courbe spectrale de gain non plate en fonction de la longueur d'onde de la porteuse. La non-uniformité de la courbe de gain a pour conséquence immédiate une non-uniformité du rapport signal à bruit entre plusieurs canaux de transmission. Pour les canaux les plus pénalisés, ceci se traduit au niveau du récepteur par une dégradation du taux d'erreurs de transmission.

C'est en 1993 que R. Kashyap propose pour la première fois d'utiliser les fonctions de filtrage spectral des réseaux de Bragg à traits inclinés pour uniformiser la courbe de gain des amplificateurs à fibres optiques [72][73]. Par rapport aux réseaux de Bragg à pas long utilisés pour des applications similaires, les réseaux de Bragg à traits inclinés présentent des avantages significatifs en terme de compacité et de sensibilité à la température. En effet, ces réseaux possèdent des longueurs typiques de quelques millimètres, contre des longueurs supérieures au centimètre pour les réseaux à pas long. En outre, ils sont caractérisés par une plus faible sensibilité à la température ($\sim 10 \text{ pm}/^\circ\text{C}$) de l'ordre de celles des réseaux de Bragg standard. Ces deux points permettent de réaliser des modules

égalisateurs de gain compacts et peu sensibles à la température, ce qui est particulièrement important pour leur mise en oeuvre dans les liaisons transocéaniques par exemple.

Les principaux inconvénients des filtres égalisateurs à réseaux de Bragg à traits inclinés résident dans l'existence d'une réflectivité de Bragg résiduelle et dans la tenue à long terme des caractéristiques optiques du milieu (en général un polymère) réalisant l'adaptation de l'indice de réfraction de la gaine.

Ces dernières années, plusieurs études portant sur l'optimisation des caractéristiques des fibres optiques de photoinscription ont permis de minimiser les effets de la réflectivité de Bragg résiduelle et d'offrir des degrés de liberté supplémentaires sur la gestion de la forme de la bande spectrale de pertes (symétrie, largeur à mi-hauteur). On utilise désormais des fibres optiques à coeur et gaine photosensible [18] mais aussi à gaine photosensible seule [63]. On adapte également la différence d'indice de réfraction entre le coeur et la gaine optique [63].

Enfin, pour éviter l'utilisation d'un milieu adaptateur d'indice, il est possible de réduire la longueur des réseaux de Bragg à traits inclinés et/ou de les inscrire avec un pas effectif variable. Dans ce cas, le lissage du spectre s'obtient par recouvrement spectral des résonances présentes sur le spectre d'un réseau pour lequel il n'y a pas adaptation d'indice [131].

Les propriétés de filtrage des réseaux de Bragg à traits inclinés peuvent également être utilisées dans le domaine des Capteurs à Fibre Optiques. Nous en présentons un exemple d'utilisation dans le Chapitre IV-3. Dans ce cas, on utilise l'un des flancs de la bande de pertes pour réaliser un filtrage linéaire permettant de convertir tout décalage spectral en une variation d'intensité optique.

En suivant une procédure similaire à celle utilisée pour les filtres égalisateurs de gain, on peut envisager de disposer plusieurs filtres à réseaux de Bragg à traits inclinés en cascade pour synthétiser, par exemple, un filtre discriminateur ayant une très grande zone spectrale de linéarité. On peut également chercher à obtenir des filtres compensant le spectre d'une source optique de façon à obtenir des fonctions de filtrage de forme triangulaire, ou autre (toujours pour des fonctions de démodulation). Enfin, en combinant plusieurs filtres décalés en longueur d'onde, on peut envisager des solutions au problème du multiplexage en longueur d'onde

de discriminateurs linéaires.

On voit donc que, de par ses caractéristiques de filtrage spectral, les réseaux de Bragg à traits inclinés offrent de nombreuses possibilités d'optimisation et d'amélioration de systèmes de démodulation de transducteurs à réseaux de Bragg.

1.2 Polarimètres

Avec l'augmentation des débits dans les fibres optiques, il devient nécessaire de prendre en compte les phénomènes de polarisation de la lumière. Dès lors, un point crucial consiste à disposer d'un instrument de mesure de l'état de polarisation de la lumière guidée. Les contraintes imposées à un tel système concernent à la fois sa compacité, des pertes d'insertion minimales, sa dynamique spectrale et son coût. En 2000, P. S. Westbrook *et al.* ont développé un tel polarimètre basé sur l'utilisation de réseaux de Bragg à traits inclinés photoinscrits dans les fibres optiques [164].

Ce travail repose sur la méthode de mesure de l'Etat de Polarisation (EdP) de la lumière proposée par R. M. A. Azzam [8][9]. Dans son principe, cette méthode consiste à intercepter une partie du faisceau lumineux incident à l'aide, par exemple, de quatre miroirs disposés de telle sorte que l'angle d'incidence de la lumière soit différent pour les quatre miroirs. La puissance optique de la lumière réfléchi par chaque miroir est mesurée à l'aide de photodétecteurs. Ces quatre mesures permettent de remonter aux quatre paramètres de Stokes, et donc à l'EdP de la lumière.

Westbrook *et al.* ont repris ce principe [164]. A la place des miroirs, ils ont utilisé des réseaux de Bragg à traits inclinés photoinscrits directement dans la fibre. Lorsqu'on réalise l'adaptation d'indice autour de ces réseaux, ils diffractent la lumière guidée vers l'extérieur de la fibre optique sous forme de modes radiatifs. La puissance optique diffractée peut donc être mesurée par de simples photodétecteurs placés contre la fibre optique. Pour optimiser la puissance reçue par les photodétecteurs, l'angle d'inclinaison des traits peut être choisi égal à 45° . En réalisant des réseaux d'amplitude suffisamment faible, on évite de générer des pertes en ligne trop importantes. Les quatre réseaux sont inscrits de façon à diffracter la lumière selon quatre directions azimuthales différentes : 0° , 45° , 90° et

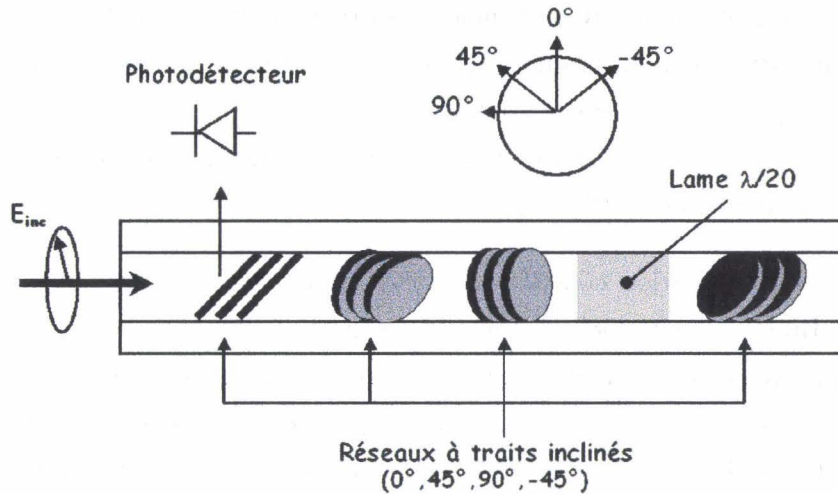


Fig. 1.1: Schéma de principe du polarimètre tout fibré à réseaux de Bragg à traits inclinés réalisé par Westbrook *et al.* [164].

-45° . Le dernier réseau, précédé d'une lame $\frac{\lambda}{2}$ (réalisée par insolation uniforme d'une section de fibre optique), permet de différencier les états polarisés à droite de ceux polarisés à gauche. Le schéma de ce polarimètre est représenté sur la Figure 1.1.

1.3 Analyseurs de spectres

Le couplage, par les réseaux de Bragg à traits inclinés, du mode guidé vers le continuum de modes radiatifs peut se traduire par une perte significative d'énergie vers l'extérieur de la fibre optique si l'amplitude de modulation d'indice du réseau est suffisamment importante. Nous avons vu que la bande de pertes associée à ces réseaux peut être relativement large spectralement : de quelques nanomètres à plusieurs dizaines de nanomètres. Or, plus la longueur d'onde est élevée, et plus l'angle entre l'axe de la fibre optique et la direction de la lumière diffractée est petit. Pour comprendre ce point, on peut par exemple se rappeler que, dans le cas où le réseau est placé dans l'air, les résonances correspondant aux longueurs d'onde les plus élevées sont associées à des modes de fibre d'ordres peu élevés et donc très peu inclinés par rapport à l'axe de la fibre optique.

Par conséquent, la mesure de l'angle de sortie de la lumière diffractée hors de la fibre sous forme de modes radiatifs est caractéristique de la longueur d'onde de la lumière se propageant dans le coeur de la fibre optique. Cette constatation est à la base de la réalisation d'analyseurs de spectres fondés sur l'emploi de réseaux de Bragg à traits inclinés [161][71].

Une première solution consiste à réaliser l'adaptation d'indice autour d'un réseau de Bragg à traits inclinés puis de focaliser, à l'aide d'une lentille, la lumière diffractée sur une barrette de photodétecteurs. Suivant l'angle de sortie de la lumière, le spot focalisé sera détecté en des positions différentes de la barrette. Après calibrage, la mesure de cette position permet de remonter à la valeur de la longueur d'onde de la lumière incidente. Les performances en terme de résolution de cet analyseur sont essentiellement fixées par l'écart entre les pixels de la barrette de photodétection. En terme de dynamique de mesure, les performances sont conditionnées par la largeur de la bande de pertes du réseau de Bragg à traits inclinés et par la longueur de la barrette. Enfin, ce système pose des problèmes de réalisation pratique : il faut en effet déterminer correctement les positions relatives du réseau de Bragg à traits inclinés, de la lentille et de la barrette de détection.

Une solution pour éviter l'utilisation d'une lentille de focalisation consiste à introduire une variation de la période du réseau de Bragg à traits inclinés (cf. Figure 1.2). Dans ce cas, le réseau, en plus de jouer le rôle d'élément disperseur, sert également de lentille de focalisation. En effet, pour une longueur d'onde donnée, le début et la fin du réseau diffractent la lumière selon des directions différentes. Il faut alors disposer la barrette à une distance du réseau qui corresponde à l'intersection des différents faisceaux diffractés.

Sur ce principe, J. L. Wagener *et al.* ont réalisé un analyseur de spectre fibré comportant un réseau de Bragg à pas variable et à traits inclinés ($\theta = 9^\circ$, $L_r = 20 \text{ mm}$) [161]. Ce réseau présente une faible atténuation maximale ($\sim 5\%$) et une largeur spectrale à mi-hauteur de 35 nm. Sa période est *chirpée* avec un taux de 0,96 nm/cm, ce qui équivaut à une focale effective de 160 mm. L'adaptation d'indice est réalisée avec un prisme adaptateur et le signal diffracté par le réseau est analysé à l'aide d'une barrette de 256 photodétecteurs élémentaires de $50 \mu\text{m} \times$

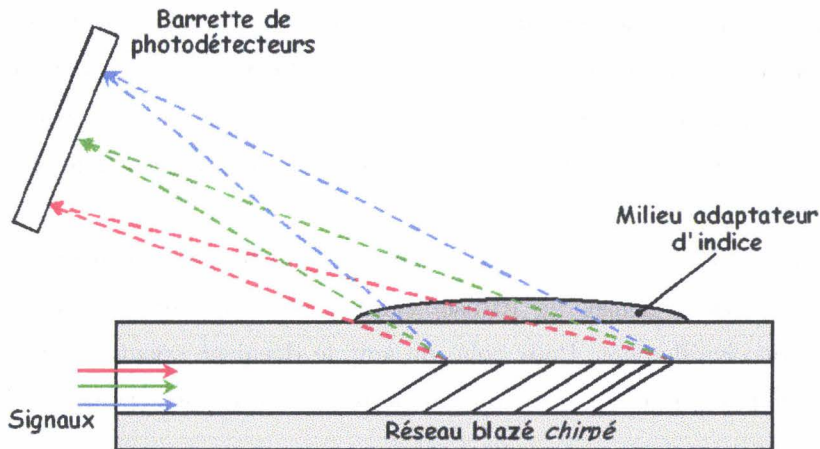


Fig. 1.2: Représentation schématique d'un analyseur de spectre combinant un réseau de Bragg chirpé à traits inclinés et une barrette de photodétecteurs.

500 μm . Les auteurs ont démontré que ce système présente une résolution de 0,12 nm pour une dynamique de 14 nm.

Si un tel système trouve des applications pour la surveillance des canaux de transmission optique pour les Télécommunications, il pourrait également être utilisé dans des applications en Métrologie à réseaux de Bragg. Il est très intéressant en terme de compacité mais aussi de par sa robustesse (absence de parties mobiles). Pour l'heure, son principal inconvénient réside cependant dans sa relativement faible résolution spectrale, limitée par les dimensions des pixels de la barrette de détection.

1.4 Autres applications

En plus des trois applications présentées dans les paragraphes précédents, il est possible d'envisager d'autres composants et systèmes mettant à profit les caractéristiques des réseaux de Bragg à traits inclinés. Dans les deux Chapitres suivants, nous allons démontrer leur utilisation en tant que réfractomètre et en tant que filtre spectral de démodulation au sein d'un système de mesure à réseaux de Bragg.

Au-delà de ces applications instrumentales, on peut également mentionner

la possibilité d'utiliser les réseaux de Bragg à traits inclinés pour réaliser des systèmes de conversion de modes (LP01 \leftrightarrow LP11). Dans ce cas, on met en oeuvre des réseaux de Bragg à traits inclinés twistés [92] ou des réseaux de Bragg à traits inclinés identiques photoinscrits selon deux orientations azimuthales différentes [91].

Par ailleurs, comme proposé récemment dans un brevet américain (brevet n° 6 069 985), on peut penser les utiliser comme transducteur pour mesurer des contraintes de cisaillement. Pour cela, on suit le décalage spectral de la raie de Bragg sous l'effet du changement de l'angle d'inclinaison des traits induit par le cisaillement.

Via un conditionnement approprié (athermique, essentiellement), on peut envisager d'exploiter les différentes résonances du spectre dans l'air de ces réseaux comme autant de références en longueur d'onde. Ces références sont utiles au sein de systèmes de démodulation de transducteurs à réseaux de Bragg basés sur des filtres accordables spectralement, comme des cavités Fabry-Perot. En effet, généralement, ces cavités (dont la fonction de balayage en longueur d'onde est assurée en appliquant une rampe de tension) ne présentent pas une courbe de conversion tension-longueur d'onde linéaire et parfaitement stable dans le temps. Il est fréquent d'utiliser deux réseaux de Bragg de références en longueur d'onde en début et fin de la plage de mesure. Les remplacer par un réseau de Bragg à traits inclinés offre l'avantage de disposer de plus de points de références et donc d'une plus grande précision pour la correction de la réponse de la cavité de démodulation.

Chapitre 2

Les réseaux de Bragg à traits inclinés pour la réfractométrie

Dans ce Chapitre, nous proposons d'utiliser les réseaux de Bragg à traits inclinés comme transducteurs pour la mesure de l'indice de réfraction d'un milieu extérieur à la fibre optique. Après un bref rappel des principales méthodes de réfractométrie par fibres optiques, nous présentons une étude expérimentale de la sensibilité spectrale des réseaux de Bragg à traits inclinés vis-à-vis de l'indice de réfraction du milieu extérieur. Nous envisageons à la fois le cas d'un indice de réfraction extérieur inférieur à celui de la gaine optique, et le cas d'un indice de réfraction supérieur à l'indice de la gaine optique. Nous exposons également une méthode originale d'analyse numérique de cette sensibilité permettant d'envisager les réseaux de Bragg à traits inclinés comme transducteurs. Les performances métrologiques du réfractomètre ainsi proposé sont ensuite quantifiées (dynamique de mesure, résolution, répétabilité, sensibilité croisée à la température). Nous complétons cette étude par une explication de l'évolution expérimentale des réponses spectrales des réseaux de Bragg à traits inclinés à l'aide des modèles présentés au Chapitre II-5. De nouveau, nous distinguons et envisageons les deux cas d'un indice de réfraction du milieu extérieur inférieur et supérieur à celui de la gaine optique. Enfin, nous présentons deux applications de ce réfractomètre : mesure de salinité d'une part et suivi de cuisson de matériaux composites d'autre part. D'autres applications potentielles sont également proposées.

2.1 Les principales méthodes de réfractométrie par fibre optique

Les techniques de mesures utilisant des fibres optiques connaissent un développement toujours croissant dans le domaine des mesures physico-chimiques et biochimiques [165]. Comme dans le domaine des mesures physiques (déformations, température), ce développement est porté par les avantages inhérents aux Capteurs à Fibres Optiques par rapport à d'autres techniques plus traditionnelles. On peut ainsi citer leurs capacités de miniaturisation et de multiplexage des points de mesure, leur immunité aux interférences électromagnétiques et la possibilité de réaliser des mesures déportées (éventuellement en milieu hostile). En outre, de façon générale, les capteurs fondés sur des méthodes optiques permettent d'atteindre des sensibilités et des résolutions équivalentes, voire meilleures, que celles offertes par les techniques concurrentes (de type potentiométrique, par exemple) [165].

Avant de présenter les résultats de nos travaux concernant l'utilisation des réseaux de Bragg à traits inclinés en réfractométrie, nous allons présenter succinctement l'état de l'art des techniques de réfractométrie fondées sur l'utilisation des fibres optiques. Cette présentation nous permet d'établir ensuite un bilan comparatif entre ces techniques et la méthode que nous proposons.

Nous avons distingué tout d'abord deux grandes catégories de techniques de réfractomètres à fibres optiques : les capteurs à ondes évanescentes et les capteurs à plasmons de surface. Puis, nous présentons de façon plus détaillée les techniques existantes fondées sur l'utilisation des réseaux de Bragg, à savoir : les capteurs à réseaux de Bragg uniformes à pas court et les capteurs à réseaux de Bragg uniformes à pas long.

2.1.1 Les capteurs à ondes évanescentes

Lorsque la lumière se propage au sein d'une fibre optique, la plupart de l'énergie lumineuse ainsi véhiculée se trouve confinée au sein du coeur de la fibre optique du fait des réflexions totales à l'interface coeur-gaine optique. Toutefois, une fraction de cette énergie (typiquement une vingtaine de pour cents dans le

cas des fibres de télécommunications standard) s'étend jusque dans la gaine de la fibre optique sous la forme d'un champ électromagnétique dit *champ évanescent* dont l'amplitude décroît exponentiellement avec la distance radiale. Le champ évanescent est souvent défini par sa profondeur de pénétration dans la gaine qui correspond à la distance radiale pour laquelle l'amplitude du champ a diminué d'un facteur $1/e$.

Cette profondeur définit un domaine dans lequel le champ évanescent peut éventuellement interagir avec une substance chimique donnée [165][99]. Cette interaction consiste en une absorption de l'énergie (véhiculée sous la forme de ce champ évanescent) par la substance chimique d'intérêt (analyte) présente dans le milieu extérieur. Elle peut avoir lieu directement avec l'analyte si la longueur d'onde sonde correspond à l'une de ses bandes spectrales d'absorption. Dans le cas contraire, une technique couramment utilisée consiste à utiliser une substance intermédiaire déposée sur la fibre optique (remplaçant la gaine optique en tout ou partie) qui interagit avec la lumière guidée et dont les caractéristiques optiques évoluent avec la concentration en l'analyte. Dans tous les cas, la mesure de cette interaction consiste soit en une mesure d'absorption, soit en une mesure de fluorescence. Le niveau de pertes (ou l'intensité du signal de fluorescence) va dépendre de la concentration de l'analyte dans le milieu extérieur, et donc de l'indice de réfraction du milieu. Plus cet indice de réfraction est proche de l'indice de coeur (tout en lui étant inférieur pour assurer le guidage) et plus la proportion d'énergie véhiculée par le champ évanescent est élevée. Par conséquent, le signal transmis est d'autant plus atténué (tandis que le signal de fluorescence est d'autant plus intense).

2.1.2 Les capteurs à plasmons de surface

Les plasmons de surface sont des ondes qui correspondent aux modes propres d'une interface entre un milieu diélectrique et un métal [129]. De telles ondes peuvent être excitées à l'aide d'un champ électromagnétique, comme celui associé à la lumière issue d'un laser. Si l'on éclaire une interface métal/diélectrique, depuis un milieu extérieur d'indice de réfraction n , avec de la lumière émise par un laser, il existe un angle d'incidence θ , ou une longueur d'onde λ , pour lesquels se

produit un phénomène de résonance : l'énergie lumineuse incidente est absorbée par l'interface et convertie en un plasmon de surface. Cette résonance a lieu lorsque la partie réelle du vecteur d'onde du plasmon de surface, noté k_{plasmon} , et la projection de la constante de propagation k_0 de la lumière incidente selon la direction de propagation de l'onde de surface sont égales. Ceci correspond à la relation suivante, qui fait intervenir l'angle d'incidence et la longueur d'onde :

$$k_{\text{plasmon}} = k_0 n \sin \theta = \frac{2\pi}{\lambda} n \sin \theta \quad (2.1)$$

Le couplage avec le plasmon de surface peut être obtenu indifféremment en faisant varier la longueur d'onde de la lumière incidente ou l'angle d'incidence (cf. Figure 2.1). L'intensité de la lumière réfléchie par l'interface métal/diélectrique suit alors une courbe en cloche dont le minimum correspond à la résonance avec le plasmon. La détermination de ce minimum permet de remonter à la valeur de la constante de propagation du plasmon, qui dépend elle-même de l'indice du milieu diélectrique. Tout changement de cet indice de réfraction se traduit par une modification de la valeur de k_{plasmon} et donc par une modification de la condition de résonance : le minimum de réflexion angulaire ou spectral se décale. La mesure de ce décalage permet, *via* un modèle ou une courbe de calibrage, de remonter à la valeur de l'indice de réfraction du milieu diélectrique.

De nombreux systèmes optiques ont été développés utilisant la technique de résonance par plasmons de surface pour mesurer l'indice de réfraction de milieux diélectriques. Cependant, la plupart de ces systèmes utilisent des composants en optique massive (lentilles, prismes, polariseurs) s'inspirant de la configuration dite de *Kretschmann* [83] (cf. Figure 2.2). Ils sont par conséquent difficilement miniaturisables, d'un coût relativement important et plutôt adaptés à une utilisation en laboratoire qu'à une utilisation de terrain ou nécessitant des transducteurs à usage unique, éventuellement multiplexés.

Plusieurs équipes ont alors proposé des systèmes à résonance de plasmon de surface utilisant des fibres optiques multimodes. Localement, la gaine optique est retirée et est remplacée par une couche d'argent ou d'or dont l'épaisseur est de l'ordre de quelques dizaines à quelques centaines de nanomètres. La lumière d'analyse est guidée par le coeur et le milieu dont on veut déterminer l'indice de

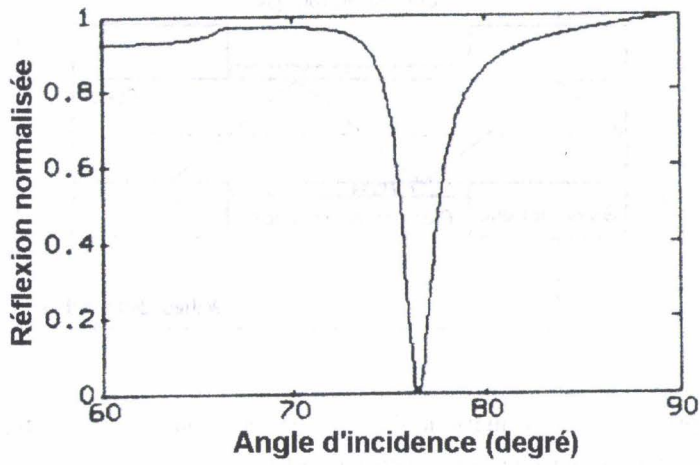


Fig. 2.1: Evolution de la réflexion normalisée d'un faisceau laser sur une interface métallique en fonction de l'angle d'incidence.

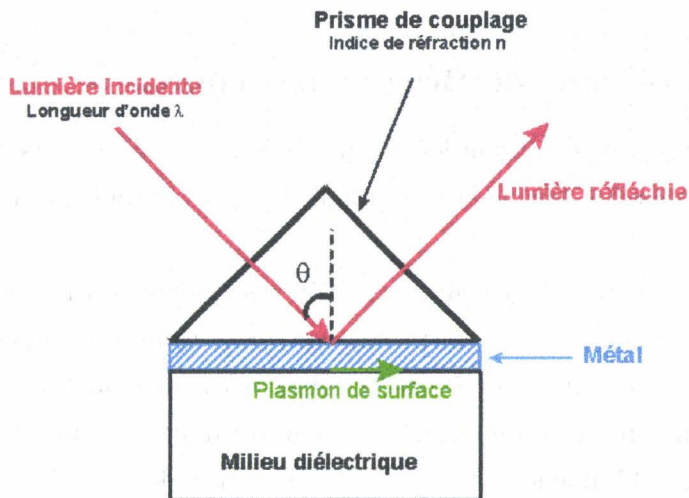


Fig. 2.2: Schéma de principe de la configuration dite de Kretschmann pour le couplage entre un champ électromagnétique incident et un plasmon de surface.

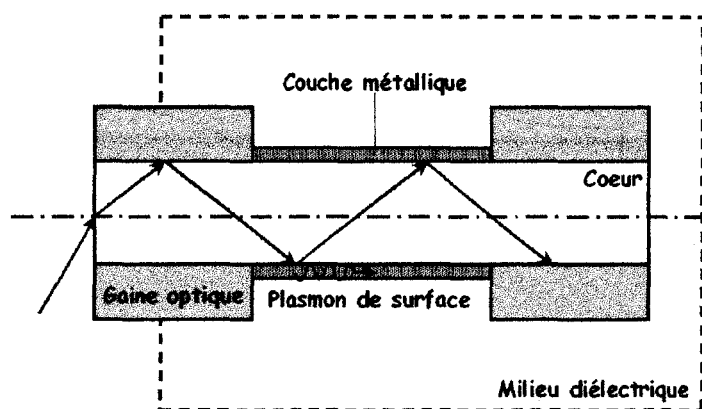


Fig. 2.3: Représentation schématique du couplage entre un mode de propagation d'une fibre optique multimode et un plasmon de surface.

réfraction se trouve à l'extérieur, au-delà de la couche métallique. La détermination de la courbe de résonance peut se faire alors soit en accordant la longueur d'onde de la lumière se propageant dans la fibre optique [68], soit en changeant l'angle d'incidence du faisceau injecté dans le cœur de la fibre optique [134] [1] (cf. Figure 2.3). Ces solutions permettent d'atteindre des résolutions de l'ordre de quelques 10^{-4} *u.i.r.* (unité d'indice de réfraction) à quelques 10^{-5} *u.i.r.*

2.1.3 Les réseaux de Bragg à pas court

Plusieurs dispositifs utilisant les réseaux de Bragg photoinscrits dans les fibres optiques (monomodes) ont déjà été proposés pour des applications de type réfractométrique.

Le principe général sous-jacent à ces différents systèmes est le suivant. L'indice effectif du mode fondamental se propageant dans la fibre optique dépend des indices de réfraction du cœur et de la gaine constituant la fibre optique mais également, dans une moindre mesure, de celui du milieu entourant la gaine elle-même. Pour que l'influence de l'indice de réfraction de ce troisième milieu sur la valeur de l'indice effectif soit significative, il est nécessaire que les dimensions de la gaine soient suffisamment petites (de l'ordre de quelques microns). Dans ce cas, la partie de l'énergie lumineuse se propageant dans la gaine de la fibre optique (sous la forme d'un champ évanescent) se retrouve en grande partie dans

ce troisième milieu. La conséquence en est une modification plus importante des conditions de propagation de la lumière et en particulier de la valeur de l'indice effectif du mode fondamental sous l'effet d'un changement de l'indice de réfraction extérieur.

Or, la longueur d'onde de Bragg est directement proportionnelle à l'indice effectif du mode fondamental. Ainsi, tout changement de l'indice de réfraction du troisième milieu, en se répercutant sur la valeur de l'indice effectif, se traduit finalement par un décalage de la longueur d'onde de Bragg. La mesure de ce décalage spectral permet de remonter à l'indice de réfraction du milieu extérieur.

En 1999, K. Usbeck *et al.* ont proposé un réfractomètre à réseaux de Bragg, compensé en température, utilisant une fibre optique polie par la tranche [155]. On enlève ainsi mécaniquement la quantité que l'on souhaite de la gaine optique qui se trouve au niveau du réseau (mais de façon non isotrope) : on optimise ainsi la sensibilité du capteur. Pour réaliser l'opération de polissage, il est nécessaire par exemple de conditionner la fibre optique dans un bloc de résine que l'on a fait ensuite polymériser. Ce capteur a été mis en oeuvre pour le contrôle de produits pétroliers (mesure du taux d'octane) [155].

Un tel composant présente néanmoins trois inconvénients majeurs. Tout d'abord, la longueur d'onde de Bragg ne dépend pas seulement du changement de l'indice de réfraction du milieu extérieur mais également de la température. Tout changement de température au niveau du réseau se traduit également par un décalage spectral de la raie de Bragg. Pour décorrélérer ces deux paramètres d'influence, il est nécessaire de recourir à un second réseau de Bragg servant de référence en température. En outre, le décalage spectral induit reste relativement faible (de l'ordre du dixième de nanomètre par unité d'indice de réfraction), ce qui implique d'être capable de localiser la raie de Bragg avec une très grande précision (de l'ordre du picomètre). Enfin, la réalisation de la tête de mesure est un processus délicat à maîtriser.

Un autre système relativement similaire avait déjà été proposé en 1996 par A. Asseh *et al.* [7]. Il utilisait de la même façon un capteur à réseau de Bragg mettant à profit l'influence sur la localisation de la raie de Bragg de l'interaction entre le champ évanescent et l'indice de réfraction du milieu situé au-delà de

la gaine. Pour accroître la sensibilité du capteur, il était également nécessaire d'enlever une partie de la gaine optique pour que le champ évanescent puisse accéder au milieu extérieur. Par contre, cette fois-ci, la gaine était partiellement retirée par le biais d'une gravure chimique avec une solution d'acide fluorhydrique concentrée durant 50 minutes. Par rapport au transducteur précédent, l'un des avantages de cette approche réside dans l'attaque plus isotrope de la gaine de la fibre optique et dans une plus grande sensibilité de mesure. Par contre, le transducteur est extrêmement fragile. Il est également délicat à réaliser, tant sur le plan des produits chimiques utilisés que sur le plan du contrôle de l'opération de gravure. Il est possible d'obtenir une grande résolution (de l'ordre de 10^{-6} unité d'indice de réfraction) mais à condition d'utiliser une source laser continûment accordable présentant une largeur de raie inférieure à 8 fm et un processus adéquat de traitement du signal [7].

2.1.4 Les réseaux de Bragg à pas long

Comme expliqué au Chapitre I-1, les réseaux de Bragg à pas long présentent la particularité de réaliser un couplage co-propagatif entre le mode guidé d'une fibre optique et des modes de gaine. Une partie importante de l'énergie véhiculée par ces modes de gaine se trouve localisée dans la gaine optique. Par conséquent, les propriétés optiques de ces modes, telles que l'indice effectif, dépendent fortement de l'indice de réfraction du milieu environnant. Aussi, tout changement de cet indice de réfraction se traduit par une modification de la valeur de l'indice effectif des modes de gaine, et donc par un décalage spectral de la résonance induite par le réseau (*via* la relation de Bragg). La mesure de ce décalage permet de remonter à la variation d'indice de réfraction du milieu extérieur.

Contrairement au cas des réseaux de Bragg à pas court, la sensibilité des réseaux de Bragg à pas long vis-à-vis de l'indice de réfraction extérieur n_{ext} est nettement plus importante. En effet, dans le cas d'un réseau de Bragg à pas long, la variation de longueur d'onde de résonance sous l'effet d'une variation de n_{ext} peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{\delta\lambda_{LPG}}{\lambda_{LPG}} = \frac{n_{eff}^{lm}(n_{ext}^1) - n_{eff}^{lm}(n_{ext}^2)}{n_{eff}^{01}(n_{ext}^1) - n_{eff}^{lm}(n_{ext}^1)} \quad (2.2)$$

Dans le cas du réseau de Bragg à pas court, la variation de longueur d'onde de résonance s'écrit :

$$\frac{\delta\lambda_{Bragg}}{\lambda_{Bragg}} = \frac{n_{eff}^{01}(n_{ext}^2) - n_{eff}^{01}(n_{ext}^1)}{2 n_{eff}^{01}(n_{ext}^1)} \quad (2.3)$$

L'ordre de grandeur du rapport des variations de longueurs d'ondes de résonance est alors donné par :

$$\frac{\delta\lambda_{LPG}}{\delta\lambda_{Bragg}} \sim \frac{2 n_{eff}^{01}(n_{ext}^1)}{n_{eff}^{lm}(n_{ext}^1) - n_{eff}^{lm}(n_{ext}^2)} \quad (2.4)$$

Par conséquent, la longueur d'onde de résonance d'un réseau de Bragg à pas long est cent à mille fois plus sensible à toute variation de n_{ext} que la longueur d'onde de résonance d'un réseau à pas court. Une première étude approfondie de la sensibilité de ces réseaux avec l'indice de réfraction extérieur a été publiée en 1998 par H. J. Patrick *et al.* [124].

Parmi les difficultés inhérentes à l'utilisation de ces composants, on note tout d'abord leur importante sensibilité vis-à-vis de la température et des contraintes (par courbure, entre autres). Le développement d'un réfractomètre utilisant les réseaux de Bragg à pas long nécessite donc que soit développée une méthode de compensation de ces deux paramètres (par exemple en utilisant un réseau de Bragg à pas court de référence). Un autre inconvénient réside dans la mise au point d'un système d'analyse et de traitement du signal adéquat pour la mesure précise de la longueur d'onde centrale de la bande de résonance. En effet, même avec un analyseur de spectre de bonne résolution, la largeur de bande relativement importante des résonances associées à ces composants a pour conséquence un pic peu marqué et relativement plat, donc difficile à localiser précisément.

2.2 Sensibilité des réseaux de Bragg à traits inclinés à l'indice de réfraction extérieur

Toute la suite de ce chapitre est dévolue à l'étude expérimentale et théorique de la sensibilité spectrale des réseaux de Bragg à traits inclinés à tout changement de l'indice de réfraction du milieu entourant la gaine optique. Cette étude concerne à la fois des valeurs d'indice de réfraction extérieur inférieures ou supérieures à l'indice de réfraction de la gaine optique. Dans cette section, nous nous attachons à décrire la méthode expérimentale mise en oeuvre pour effectuer cette étude. Puis, nous présentons et expliquons les résultats expérimentaux obtenus pour des réseaux de Bragg à traits inclinés photoinscrits à l'aide du montage à miroir de Lloyd.

2.2.1 Méthode expérimentale

Banc de test

Le banc de caractérisation et de test est illustré par la Figure 2.4. Il se compose de deux mâchoires fixées sur des platines de translation manuelles permettant de prétendre le réseau de Bragg à traits inclinés. La mise en place de la fibre optique dans ces mâchoires est réalisée de telle sorte que l'axe de la fibre optique soit parallèle à la surface de la table supportant l'ensemble du banc. Une lamelle de verre est disposée sur un plateau réglable en hauteur de façon à pouvoir accoler la lamelle de verre et la fibre optique. Sur cette lamelle sont déposés des liquides d'indices de réfraction calibrés (cf. paragraphe suivant). La portion de fibre optique immergée dans ces liquides (et contenant le réseau à étudier) est au préalable soigneusement nettoyée à l'aide d'éthanol de façon à retirer toute trace des liquides utilisés lors des mesures précédentes. Puis, le plateau élévateur est réglé de sorte que la fibre optique soit entièrement entourée par le liquide. L'ensemble fibre + liquide peut être disposé dans une chambre thermostatée à l'aide d'un élément à effet Peltier assurant une régulation de température avec une précision meilleure que le dixième de degré. Nous pouvons ainsi contrôler précisément la température du liquide d'indice (très sensible à la température) et nous affranchir de la sensibilité croisée du réseau à la température.

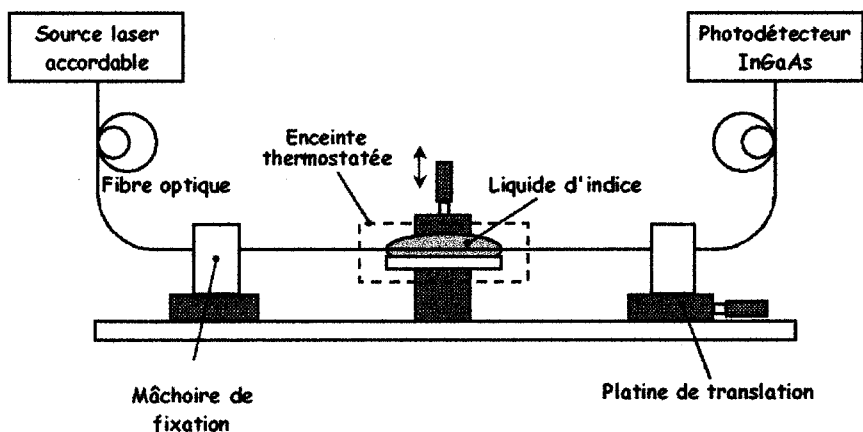


Fig. 2.4: Schéma du montage utilisé pour caractériser la réponse spectrale des réseaux de Bragg à traits inclinés en fonction de l'indice de réfraction du milieu extérieur.

Par ailleurs, les mesures de la réponse spectrale en transmission des réseaux de Bragg à traits inclinés sont effectuées à l'aide d'une source laser accordable spectralement (source Tunics-PR) utilisée en mode balayage rapide (100 nm/s) et associée à un photodétecteur de type InGaAs.

Liquides d'indices de réfraction calibrés

Les liquides d'indice calibrés utilisés ont été obtenus auprès des Laboratoires Cargille. Nous disposons de trois lots de liquides permettant de couvrir les plages 1,300-1,395, 1,400-1,458 et 1,460-1,640 par pas respectivement de 0,005, 0,002 et 0,004. Pour chaque liquide, nous disposons des valeurs d'indice de réfraction à 25°C et 589,3 nm ainsi que des lois d'évolution avec la longueur d'onde, sous forme d'une équation de Cauchy [11], et avec la température. La longueur d'onde de travail de la source étant centrée sur 1550 nm, il nous est donc possible de déduire la valeur des indices de calibration à cette longueur d'onde.

La Figure 2.5 illustre le cas d'un liquide d'indice de réfraction valant 1,300 à 589 nm et 25°C et pour lequel l'équation de Cauchy est (avec λ en Angström) :

$$n(\lambda) = 1,294756 + \frac{198560,5}{\lambda^2} - \frac{5,809673 \times 10^{11}}{\lambda^4} \quad (2.5)$$

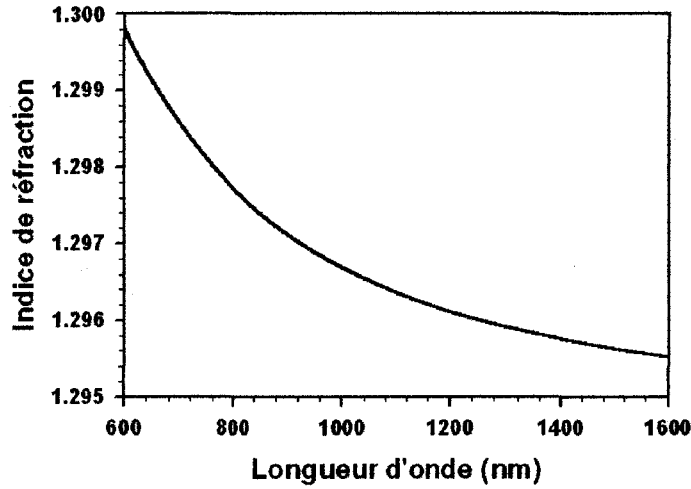


Fig. 2.5: Evolution de l'indice de réfraction d'un liquide de calibrage ($n=1,300$ à 1550 nm et $25^\circ C$) en fonction de la longueur d'onde (équation de Cauchy) à $25^\circ C$.

2.2.2 Cas d'un milieu d'indice de réfraction inférieur à celui de la silice

Nous avons vu que la réponse spectrale des réseaux de Bragg à traits inclinés est gouvernée par une condition d'accord de phase de la forme :

$$\lambda_{\text{résonance}} = (n_{\text{eff}}^{01} + n_{\text{eff}}^{lm}) \Lambda_{\text{eff}} \quad (2.6)$$

tandis que le coefficient de couplage entre le mode guidé et le mode de gaine d'ordre (l, m) est proportionnel à :

$$\Omega_{lm,01} \propto \int_{\Phi=0}^{2\pi} \int_{r=-r_c}^{r_c} e^{-iK_{\text{eff}} r \tan \theta \cos \Phi} \vec{\mathcal{E}}_{lm}(r, \Phi) \vec{\mathcal{E}}_{01}^*(r, \Phi) r dr d\Phi \quad (2.7)$$

Lorsque l'indice de réfraction n_{ext} du milieu extérieur évolue tout en restant inférieur à l'indice de réfraction n_g de la gaine optique, la notion de mode de gaine reste valable puisque la condition de propagation guidée par réflexion totale est possible. Toutefois, la valeur de n_{ext} influence les valeurs des constantes de propagation, et donc des indices effectifs, des modes de propagation de la fibre

optique. Par conséquent, les longueurs d'onde des résonances entre le mode guidé et les modes de gaine évoluent avec n_{ext} . Les réponses spectrales en transmission des réseaux de Bragg à traits inclinés placés dans un milieu d'indice extérieur différent de 1 présentent donc des résonances spectralement décalées par rapport au cas classique des réseaux placés dans l'air.

De même, toute évolution de l'indice de réfraction extérieur en-deçà de la valeur de n_g modifie la distribution radiale de l'amplitude des différents modes. Ces modifications se répercutent sur les valeurs des coefficients de couplage entre modes, et par conséquent sur l'amplitude des différentes résonances composant la réponse spectrale en transmission d'un réseau de Bragg à traits inclinés.

L'étude expérimentale de l'influence du milieu extérieur a été conduite sur cinq réseaux de Bragg à traits inclinés présentant des angles d'inclinaison externes θ_{ext} valant 8° , 10° , 12° , 14° et 16° . La longueur de chaque réseau vaut 8 mm et la longueur d'onde de conception a été fixée à 1530 nm. Enfin, préalablement aux inscriptions, la fibre optique utilisée (fibre STD2 dont l'indice de gaine vaut 1,457, cf. Annexe A) a été hydrogénée sous une pression de 150 bars à température ambiante. Sur la Figure 2.6, nous présentons les résultats de mesures spectrales qui ont été effectuées à l'aide de la source laser accordable Tunicis sur le réseau $\theta_{ext} = 16^\circ$. Nous y présentons les spectres correspondant à six valeurs distinctes de n_{ext} allant de 1,296 à 1,420. Pour chaque mesure, la température du liquide d'indice est fixée à $25,0^\circ C$.

Pour des valeurs d'indices de réfraction allant de 1 à 1,296 (situations non représentées sur la Figure 2.6), le seul changement observé est un décalage spectral de l'ensemble des résonances vers les grandes longueurs d'onde. Ce décalage spectral vaut environ 200 pm et correspond au changement de l'indice effectif des modes de gaine avec n_{ext} . Par contre, aucun changement de l'amplitude des résonances n'est observable. Ceci s'explique très certainement par le fait que les valeurs de n_{ext} sont, sur cette plage, suffisamment inférieures à celles des indices effectifs des modes pour ne pas avoir un effet notable sur la distribution radiale des champs, et donc sur les valeurs des coefficients de couplage.

Par contre, pour des indices de réfraction extérieurs allant de 1,296 à des valeurs légèrement inférieures à n_g , on observe, en plus du décalage spectral pré-

cédent qui se poursuit, une disparition progressive des différentes bandes de résonance composant la réponse spectrale en transmission. Pour des valeurs faiblement supérieures à 1,296, ce sont les résonances de plus basses longueurs d'ondes qui disparaissent. Puis, au fur et à mesure que n_{ext} augmente, les amplitudes de résonances correspondant à des longueurs d'onde plus élevées disparaissent à leur tour. On observe ainsi un lissage progressif du spectre. Dans le cas limite où l'indice de réfraction extérieur est égal à celui de la gaine optique, on obtient un spectre de pertes complètement lisse.

Ce phénomène peut s'expliquer simplement en rappelant qu'à chaque résonance λ_i correspond un mode de gaine d'indice effectif n_{eff}^i . Aux longueurs d'onde de résonance les plus basses sont associées les valeurs d'indices effectifs les plus basses également. Au fur et à mesure que n_{ext} croît et s'approche d'une valeur donnée de n_{eff}^i , le mode de gaine associé devient de moins en moins confiné dans le coeur de la fibre optique. Par conséquent, pour des réseaux de Bragg à traits inclinés inscrits uniquement dans le coeur, le facteur de recouvrement entre le mode guidé et le mode de gaine diminue. Il en va de même pour le coefficient de couplage et l'amplitude de la résonance spectrale associée. Lorsque l'indice extérieur devient égal à la valeur de n_{eff}^i , le mode de gaine n'est plus guidé puisque l'interface gaine-milieu extérieur a disparu (pour ce mode) : on a réalisé l'adaptation d'indice. Le couplage a désormais lieu entre le mode guidé et le continuum de modes radiatifs. Quand n_{ext} devient égal à l'indice de gaine, plus aucun mode de gaine n'est guidé. Le mode fondamental est alors couplé uniquement vers le continuum de modes radiatifs : la réponse spectrale en transmission est alors une bande de pertes parfaitement lisse.

Sur les Figures 2.7 et 2.8, nous avons représenté respectivement l'évolution de la longueur d'onde de couplage et du minimum de transmission associé à une résonance de gaine particulière du spectre précédent ($\lambda_i \simeq 1531 \text{ nm}$). D'un spectre à l'autre, l'identification de la résonance spectrale est conduite de la façon suivante. Nous avons considéré la résonance correspondant à la transmission minimale sur l'ensemble du spectre en transmission pour $n_{ext} = 1,0$. Pour identifier la même résonance sur le spectre en transmission associé à $n_{ext} = 1,3$, nous partons de l'hypothèse suivante : l'amplitude de chaque résonance n'est pas modifiée significativement par tout changement d'indice sur la plage 1,0-1,3. Par

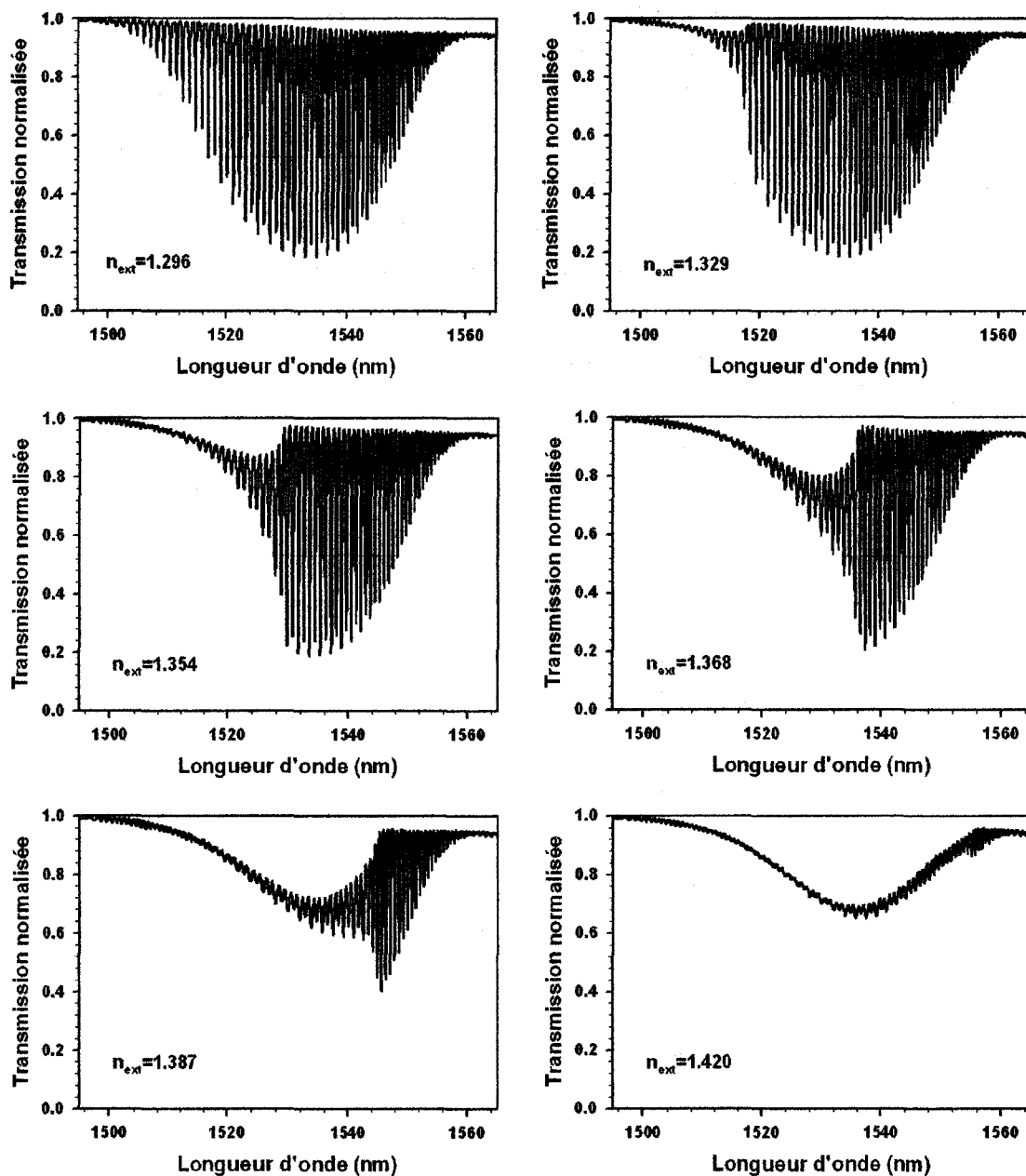


Fig. 2.6: Exemple de spectres en transmission d'un réseau de Bragg à traits inclinés ($\theta_{ext} = 16^\circ$ et $L_r = 8 \text{ mm}$) pour six valeurs différentes de l'indice de réfraction du milieu extérieur ($n_{ext} < n_g = 1,457$). La température de chaque liquide est fixée à 25°C . Les spectres expérimentaux ont été normalisés par rapport à la valeur du signal détecté en transmission à la longueur d'onde 1495 nm.

conséquent, la résonance considérée sur le spectre associé à $n_{ext} = 1,0$ correspond toujours à la résonance associée au minimum de transmission sur le spectre mesuré pour $n_{ext} = 1,3$. Pour des valeurs supérieures de n_{ext} , nous partons des deux hypothèses suivantes : chaque incrément de n_{ext} appliqué engendre (1) un décalage spectral vers les grandes longueurs d'onde et (2) d'amplitude inférieure à l'écart entre deux résonances spectrales consécutives. Ces deux hypothèses sont corroborées par l'analyse théorique de l'évolution de l'indice effectif des modes de gaine associés à une fibre optique à trois couches vis-à-vis de n_{ext} . Cette étude est présentée au paragraphe IV.2.5.1 de ce Chapitre.

Sur ces deux figures, on observe clairement le décalage vers les grandes longueurs d'onde de la résonance ainsi que la décroissance brutale de son minimum de transmission quand l'indice extérieur est proche de l'indice effectif du mode associé.

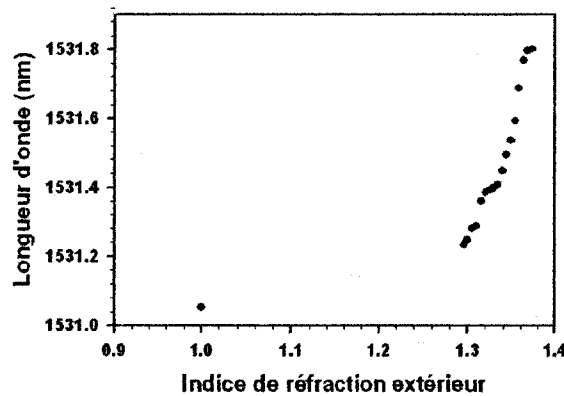


Fig. 2.7: Evolution typique de la longueur d'onde centrale d'une résonance vers un mode de gaine en fonction de l'indice de réfraction extérieur (la température de chaque liquide est fixée à 25 °C).

2.2.3 Cas d'un milieu d'indice de réfraction supérieur à celui de la silice

Nous étudions maintenant le cas où l'indice de réfraction extérieur prend des valeurs supérieures à celle de l'indice de la gaine optique. Sur la Figure 2.9, nous

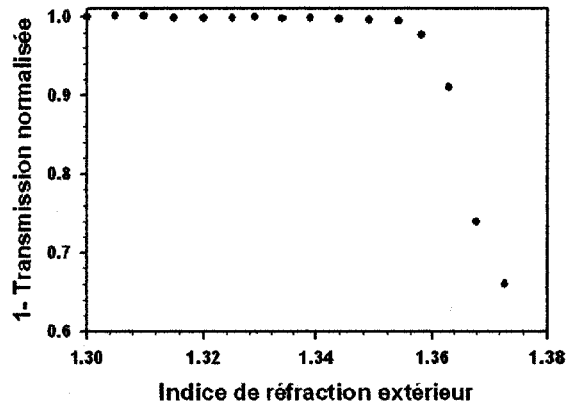


Fig. 2.8: Evolution typique du minimum de transmission d'une résonance de gaine en fonction de l'indice de réfraction extérieur (la température de chaque liquide est fixée à $25^{\circ}C$). La procédure de normalisation des données est la suivante. Soit $T_{\min}(1,0)$ la valeur du minimum de transmission de la résonance de gaine considérée quand $n_{ext} = 1,0$. Soit T_{mes} la valeur du minimum de transmission mesuré de la résonance de gaine pour des valeurs d'indice de réfraction différentes de 1,0. Le paramètre que nous appelons transmission normalisée est alors obtenu selon l'équation suivante :

$$\frac{T_{\min}(1,0) - T_{mes}}{T_{\min}(1,0)}$$

avons représenté les réponses spectrales du réseau de Bragg à traits inclinés précédent ($\theta_{ext} = 16^{\circ}$, $L_r = 8\text{ mm}$) pour quatre valeurs distinctes de n_{ext} . On constate que l'augmentation de n_{ext} a pour conséquence la réapparition d'un couplage sélectif en longueur d'onde, et ce sur l'ensemble du spectre. Les résonances correspondant à des couplages vers les modes de gaine, que l'adaptation d'indice avait supprimées, sont remplacées par de nouvelles résonances. L'amplitude de chacune de ces résonances augmente avec l'indice de réfraction extérieur tandis que leur localisation spectrale reste inchangée. Par rapport aux résonances présentes dans l'air, ces nouvelles résonances se trouvent décalées vers les courtes longueurs d'onde, d'environ 100 pm. Pour déterminer cette valeur, nous sommes partis de l'observation suivante : le spectre en transmission mesuré pour des valeurs de n_{ext} supérieures à n_g possède autant de résonances que le spectre en transmission mesuré pour $n_{ext} = 1,0$. Pour pouvoir associer les nouvelles résonances à celles correspondant au spectre du réseau dans l'air, nous avons émis l'hypothèse suivante. La résonance associée au minimum de transmission sur les

spectres correspondant à des valeurs de n_{ext} supérieures à n_g s'associe à celle ayant le minimum de transmission sur le spectre correspondant à $n_{ext} = 1, 0$.

L'origine de ces nouvelles résonances ne peut plus s'expliquer par un phénomène de couplage entre le mode guidé et les modes de gaine, puisqu'un indice extérieur supérieur à l'indice de la gaine y interdit toute propagation guidée par réflexion totale. En fait, le couplage n'a pas lieu vers des modes guidés dans la gaine mais vers des modes dits à pertes [145][34][124]. Ces modes ont pour origine des réflexions de Fresnel à l'interface entre la gaine et le milieu extérieur. Ces réflexions piègent une partie de l'énergie dissipée précédemment vers le continuum de modes radiatifs. Comme dans le cas du guidage par réflexion totale, ces modes constituent un ensemble discret du fait de la sélection par les interférences entre les réflexions successives.

Les déphasages subis par l'onde lumineuse à l'interface gaine-milieu extérieur sont différents de ceux subis pour la gaine entourée d'air, en régime de propagation guidée par réflexion totale [31]. Cette différence est très certainement à l'origine du léger décalage spectral de 100 pm observé entre les résonances spectrales associées aux modes à pertes (dont la localisation ne dépend pas de n_{ext}) et les résonances équivalentes sur le spectre en transmission du même réseau placé dans l'air.

Quant à l'augmentation de l'amplitude des différentes résonances lorsque n_{ext} croît, elle est liée à l'augmentation du coefficient de réflexion de Fresnel avec n_{ext} . Pour illustrer ce point, nous avons représenté sur la Figure 2.10 l'évolution du coefficient de réflexion de Fresnel pour différentes valeurs de l'angle d'incidence des rayons lumineux associés aux modes de gaine sur le dioptre gaine optique-milieu extérieur. Selon la relation $n_{eff}^{0,n} = \frac{2\pi n_g \cos \alpha}{\lambda}$, les angles α représentés se déduisent des indices effectifs $n_{eff}^{0,n}$ de modes de type $LP_{0,n}$, dont les valeurs ont été calculées avec le logiciel FOGS-BG pour les caractéristiques de la fibre optique STD2 (cf. Annexe A). Le coefficient de réflexion de Fresnel en fonction de l'indice de réfraction extérieur est en outre donné par la relation suivante [31] :

$$R_{Fresnel} = 1 - \frac{4 n_g \cos \alpha \sqrt{n_{ext}^2 - n_g^2 \sin^2(\alpha)}}{\left[n_g \cos \alpha + \sqrt{n_{ext}^2 - n_g^2 \sin^2(\alpha)} \right]^2} \quad (2.8)$$

Pour cette expression, nous avons négligé à la fois les effets liés à la polarisation

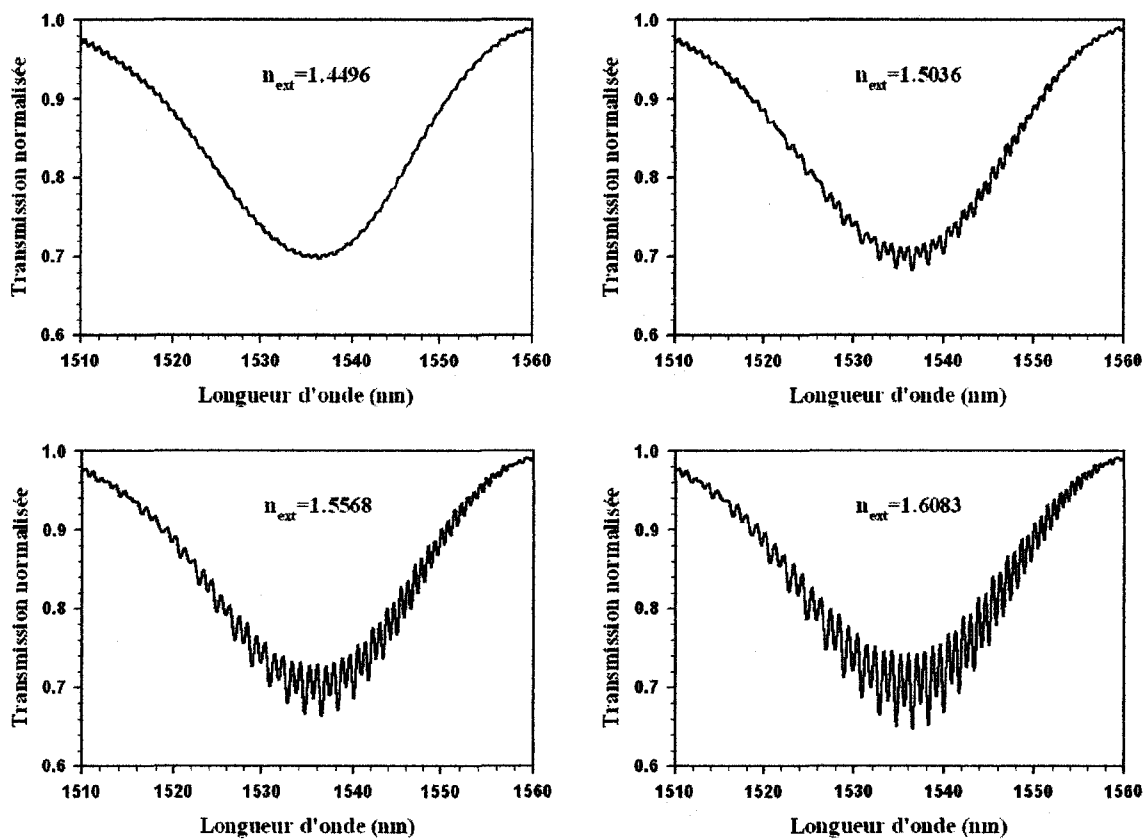


Fig. 2.9: Exemple de spectres en transmission d'un réseau de Bragg à traits inclinés ($\theta_{ext} = 16^\circ$ et $L_r = 8\text{ mm}$) pour quatre indices de réfraction du milieu extérieur différents ($n_{ext} > n_g$). La température de chaque liquide est fixée à $25,0^\circ\text{C}$. En outre, chaque spectre expérimental a été normalisé par rapport à la valeur du signal détecté en transmission à la longueur d'onde 1495 nm.

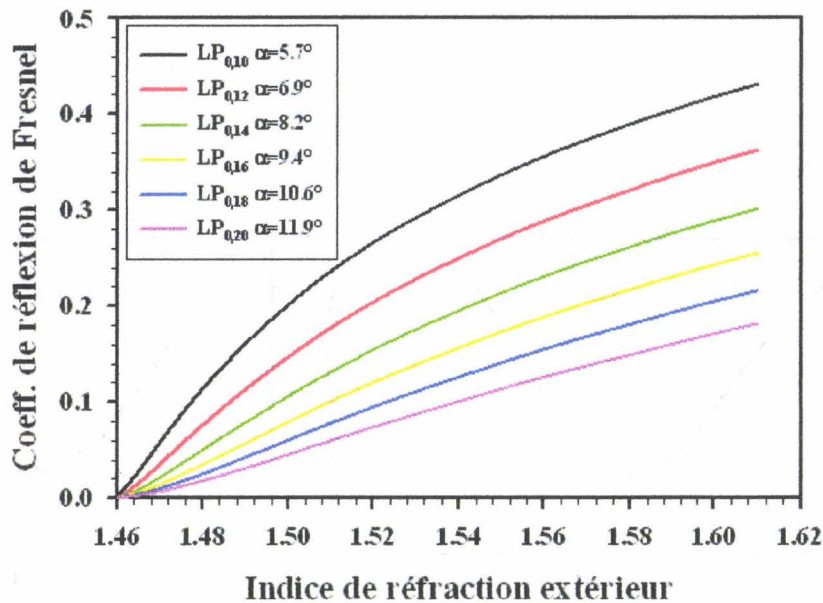


Fig. 2.10: Evolution du coefficient de réflexion de Fresnel avec l'indice de réfraction du milieu extérieur pour différents modes de gaine $LP_{0,n}$.

(hypothèse valable pour $n_{ext} \sim n_g$) et à la géométrie cylindrique de l'interface gaine-milieu extérieur (hypothèse valable pour des rayons de gaine de l'ordre de plusieurs dizaines de microns) [98].

2.3 Méthode d'analyse

2.3.1 Principe

Introduction

Dans la section précédente, nous avons démontré expérimentalement que la réponse spectrale en transmission d'un réseau de Bragg à traits inclinés est sensible à toute variation de l'indice de réfraction n_{ext} du milieu extérieur. Nous avons été amenés à distinguer deux cas, suivant que la valeur de n_{ext} est inférieure ($1 \leq n_{ext} \leq n_g$) ou supérieure ($n_{ext} \geq n_g$) à l'indice de réfraction n_g de la gaine de la fibre optique. Dans cette partie, nous exposons la méthode d'analyse que nous avons retenue afin d'exploiter la sensibilité spectrale des réseaux de Bragg

à traits inclinés. Cette méthode doit permettre de remonter de façon univoque à la valeur absolue de l'indice de réfraction du milieu extérieur, éventuellement par l'intermédiaire d'une courbe de calibrage. En outre, le principe de la méthode d'analyse doit être utilisable à la fois pour des valeurs de n_{ext} inférieures et supérieures à n_g . Dans le cas où n_{ext} est inférieur à n_g , nous souhaitons obtenir une dynamique de mesure correspondant à la plage 1,33¹-1,45 pour pouvoir effectuer des mesures d'indice de réfraction en solution aqueuse.

Description de la démarche adoptée pour le choix du critère d'analyse

Nous avons démontré que toute variation de n_{ext} sur la plage d'indice de réfraction $1 \leq n_{ext} \leq n_g$ se traduit par deux conséquences sur la réponse spectrale en transmission d'un réseau de Bragg à traits inclinés. Tout d'abord, toute augmentation de n_{ext} engendre un décalage spectral vers les grandes longueurs d'onde de chaque résonance de gaine présente sur la réponse spectrale. Par ailleurs, pour des valeurs de n_{ext} suffisamment élevées (à partir de $n_{ext} = 1,296$ dans le cas d'un réseau pour lequel $\theta_{ext} = 16^\circ$), on observe une diminution progressive de l'amplitude² des différentes résonances de gaine.

Sur la plage $n_{ext} \geq n_g$, toute augmentation de n_{ext} a pour conséquence une augmentation de l'amplitude des résonances correspondant aux modes de gaine à pertes tandis que leur localisation spectrale reste inchangée.

Un premier critère d'analyse envisageable consiste en une mesure du décalage spectral de la longueur d'onde centrale d'une (ou plusieurs) résonance(s) spectrale(s) vis-à-vis de n_{ext} . La Figure 2.7 de ce même chapitre montre en effet que, sur la plage d'indice de réfraction $1 \leq n_{ext} \leq n_g$, l'évolution de la longueur d'onde centrale d'une résonance de gaine quelconque vis-à-vis de n_{ext} est monotone. Plus loin dans ce chapitre (cf. section IV-2-5), l'existence d'une relation univoque entre la longueur d'onde de résonance associée à un mode de gaine quelconque et n_{ext} est confirmée sur un plan théorique.

¹L'indice de réfraction de l'eau vaut 1,333 à 589 nm et 20°C.

²Dans toute la suite du manuscrit, nous définissons l'amplitude d'une résonance comme correspondant à la différence entre le coefficient de transmission associé au pied d'une résonance spectrale donnée moins le coefficient de transmission associé au sommet de la même résonance spectrale.

Cependant, un tel critère d'analyse ne peut être retenu sur la plage $n_{ext} \geq n_g$ car la longueur d'onde centrale des résonances spectrales associées aux modes de gaine à pertes n'évoluent pas vis-à-vis de n_{ext} .

En outre, sur la plage $1 \leq n_{ext} \leq n_g$, la sensibilité de la mesure du décalage spectral vis-à-vis de n_{ext} est très faible. L'obtention d'une résolution satisfaisante sur la mesure de n_{ext} ($\sim 10^{-4}$ u.i.r.) impose une très grande résolution sur la mesure du décalage spectral. Nous prenons le cas de la résonance de gaine considérée sur la Figure 2.7. Pour simplifier, nous supposons que l'évolution de la longueur d'onde de résonance est linéaire par morceaux, d'abord sur la plage $1 \leq n_{ext} \leq 1,3$ puis sur la plage $1,3 \leq n_{ext} \leq 1,38$. Pour le premier domaine, la sensibilité vaut : $\frac{\Delta\lambda}{\Delta n_{ext}} \simeq 670 \text{ pm/u.i.r.}$; pour le second domaine, elle vaut $\frac{\Delta\lambda}{\Delta n_{ext}} \simeq 7500 \text{ pm/u.i.r.}$ Par conséquent, une mesure d'indice de réfraction avec une résolution de 10^{-4} u.i.r. sur la plage $1,3 \leq n_{ext} \leq 1,38$ nécessite une résolution de 0,75 pm environ sur la mesure du décalage spectral. Cette valeur doit être portée à 0,067 pm pour espérer atteindre une résolution sur la mesure de n_{ext} de 10^{-4} u.i.r. sur la plage d'indice de réfraction $1 \leq n_{ext} \leq 1,3$. Or, comme nous l'avons montré dans le Tableau 3.2 du Chapitre I-3, seuls des systèmes de démodulation basés sur un procédé interférométrique peuvent satisfaire à de tels critères en terme de résolution pour la mesure spectrale. Cependant, un tel système est délicat à mettre en oeuvre dans le cadre de mesures en régime quasi-statique, ce qui correspond au cas de la plupart des mesures de type réfractométrique.

L'impossibilité d'effectuer des mesures sur la plage $n_{ext} \geq n_g$ et les contraintes imposées en terme de résolution sur la mesure spectrale nous ont conduits à ne pas retenir cette approche.

Un deuxième critère d'analyse envisageable consiste à mesurer l'évolution de l'amplitude d'une unique résonance spectrale vis-à-vis de n_{ext} . En effet, sur la plage $n_{ext} \geq n_g$, l'amplitude d'une résonance quelconque vers les modes de gaine dits à pertes croît avec n_{ext} . Par ailleurs, pour la plage $1 \leq n_{ext} \leq n_g$, nous avons montré que l'amplitude d'une résonance de gaine quelconque décroît quand la valeur de n_{ext} augmente. Cependant, dans ce dernier cas, cette décroissance ne se manifeste de façon significative que sur une plage d'indice de réfraction du milieu extérieur couvrant environ 10^{-2} u.i.r. (cf. Figure 2.8). Ce point est confirmé sur

un plan théorique dans la section 2.5 de ce Chapitre. Avec une telle méthode, la dynamique de mesure est donc limitée à 10^{-2} u.i.r. Toutefois, plus l'ordre du mode de gaine associé à la résonance est élevé et plus la plage de mesure de n_{ext} est centrée sur des valeurs basses de l'indice de réfraction du milieu extérieur. Aussi, on pourrait penser étendre la dynamique de mesure en considérant successivement plusieurs résonances de gaine. Chaque résonance permet alors la mesure de n_{ext} sur une plage bien précise de valeurs de n_{ext} . La difficulté de cette approche réside dans l'implémentation logicielle du critère de choix de la résonance spectrale à considérer pour la mesure, sachant que la valeur de n_{ext} est *a priori* inconnue.

Par conséquent, si un tel critère est valable pour effectuer des mesures absolues d'indice de réfraction sur la plage d'indice de réfraction $n_{ext} \geq n_g$, il n'est pas satisfaisant sur la plage $1 \leq n_{ext} \leq n_g$.

Principe de la méthode d'analyse retenue

La méthode que nous avons retenue pour exploiter la sensibilité spectrale des réseaux de Bragg à traits inclinés vis-à-vis de l'indice de réfraction du milieu extérieur n'utilise pas un paramètre numérique individualisant une résonance spectrale par rapport au reste du spectre. Au contraire, nous utilisons la réponse spectrale en transmission dans sa globalité.

Dans le cas où $1 \leq n_{ext} \leq n_g$, on constate que l'augmentation de n_{ext} se traduit par une diminution progressive de l'amplitude des différentes résonances spectrales. Pour l'ensemble des résonances spectrales, plus la valeur de n_{ext} augmente et plus les valeurs des coefficients de transmission associés aux pieds et au sommet d'un pic donné tendent à se confondre. Par conséquent, la surface occupée par l'ensemble des résonances présentes sur le spectre en transmission normalisé³ d'un réseau de Bragg à traits inclinés décroît quand la valeur de n_{ext} augmente.

Dans le cas où $n_{ext} \geq n_g$, on observe le phénomène inverse. Quand la valeur

³Dans toute la suite de ce chapitre, la normalisation des spectres en transmission d'un réseau de Bragg à traits inclinés s'effectue de la façon suivante. Nous divisons le spectre en transmission mesuré par la valeur du signal mesuré à une longueur d'onde fixe et située en-dehors de la fenêtre spectrale occupée par le spectre du réseau. Pour les mesures que nous présentons, cette longueur d'onde est 1495 nm.

de n_{ext} augmente, la différence entre la valeur des coefficients de transmission associés aux pieds et celle du coefficient de transmission associé au sommet d'une résonance donnée augmente. Par conséquent, la surface occupée par l'ensemble des résonances présentes sur le spectre en transmission normalisé d'un réseau de Bragg à traits inclinés croît quand la valeur de n_{ext} augmente.

Sur chacun de ces deux domaines, nous constatons expérimentalement que la relation entre la surface occupée par les résonances spectrales du spectre en transmission normalisé et n_{ext} est univoque. Sur un plan théorique, la démonstration du caractère univoque de cette relation passe par une modélisation complète de la réponse spectrale en transmission d'un réseau de Bragg à traits inclinés en fonction de l'indice de réfraction du milieu extérieur. Comme nous le verrons à la section 2.5 de ce chapitre, ce caractère univoque (et croissant) est vérifié pour le domaine $n_{ext} \geq n_g$. Sur la plage $1 \leq n_{ext} \leq n_g$, l'évolution théorique des coefficients de couplage du mode guidé fondamental vers un mode de gaine quelconque de fibre vis-à-vis de n_{ext} laisse supposer que la relation entre l'aire et n_{ext} est également univoque (et décroissante) sur ce second domaine (cf. Figure 2.23 de la section 2.5).

Par conséquent, la méthode d'analyse que nous avons retenue consiste tout d'abord à acquérir la réponse spectrale en transmission d'un réseau de Bragg à traits inclinés. La seconde phase consiste à normaliser ce spectre par rapport à la valeur du signal mesuré en transmission à une longueur d'onde située en-dehors du spectre du réseau. Cette normalisation permet de s'affranchir des fluctuations de puissance optique entre deux mesures consécutives. Ceci n'est toutefois vrai que si ces fluctuations ne dépendent pas de la longueur d'onde. En outre, on ne peut s'affranchir des fluctuations de puissance optique au cours de l'acquisition d'un spectre. Une fois le spectre ainsi normalisé, nous déterminons numériquement les enveloppes inférieure et supérieure (\mathcal{E}_{inf} et \mathcal{E}_{sup}), c'est-à-dire les courbes passant respectivement par les pieds et les sommets des résonances spectrales. Puis, nous calculons l'aire délimitée par ces deux enveloppes.

Dans le cas où $1 \leq n_{ext} \leq n_g$, l'aire ainsi calculée décroît quand n_{ext} augmente. Elle tend vers zéro quand n_{ext} tend vers n_g . Pour des questions de lisibilité, nous normalisons cette aire par rapport à sa valeur maximale. Cette valeur maximale

est prise pour les valeurs de n_{ext} n'engendrant pas de modifications de l'amplitude des résonances par rapport au cas où $n_{ext} = 1$. Dans le cas du réseau de Bragg à traits inclinés considéré dans la section précédente ($\theta_{ext} = 16^\circ$, $L_r = 8\text{ mm}$), cette aire de référence correspond à $n_{ext} = 1,296$. L'aire ainsi normalisée évolue de façon monotone entre 0 et 1. Elle s'exprime selon la relation suivante :

$$\mathcal{A} = \frac{\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} [\mathcal{E}_{\text{sup}}(\lambda) - \mathcal{E}_{\text{inf}}(\lambda)] d\lambda}{\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} [\mathcal{E}_{\text{sup}}^{n_{\text{ref}}}(\lambda) - \mathcal{E}_{\text{inf}}^{n_{\text{ref}}}(\lambda)] d\lambda} \quad (2.9)$$

où λ_{\min} et λ_{\max} sont les limites de la fenêtre spectrale d'analyse, et $\mathcal{E}_{\text{inf}}^{n_{\text{ref}}}$ et $\mathcal{E}_{\text{sup}}^{n_{\text{ref}}}$ les enveloppes inférieure et supérieure du spectre de référence correspondant à un indice de réfraction extérieur n_{ref} .

Dans le cas où $n_{ext} > n_g$, nous suivons la même procédure, mais sans normaliser l'aire calculée à une aire de référence. En effet, pour ce domaine de valeurs de n_{ext} , l'aire calculée ne présente pas de limite supérieure quand n_{ext} augmente. Cette aire est donc donnée par la relation suivante :

$$\mathcal{A} = \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} [\mathcal{E}_{\text{sup}}(\lambda) - \mathcal{E}_{\text{inf}}(\lambda)] d\lambda \quad (2.10)$$

Pour chacun des deux domaines de variation de n_{ext} , l'exploitation de cette méthode à des fins de mesure passe par une phase de calibrage qui permet d'obtenir la loi d'évolution $\mathcal{A}(n_{ext})$ pour un réseau de Bragg à traits inclinés donné. Cette loi de calibrage s'obtient expérimentalement à l'aide de liquides d'indices de réfraction connus très précisément. Les liquides d'indice que nous avons utilisé sont connus avec une précision de 2×10^{-4} u.i.r. Une précision plus grande (de l'ordre de 10^{-5}) peut être obtenue en effectuant une mesure à l'aide d'un réfractomètre de type Abbe disponible au laboratoire.

2.3.2 Algorithme de détection d'enveloppe

Pour le calcul des enveloppes, nous commençons par filtrer le bruit présent sur les spectres expérimentaux par suppression, dans l'espace de Fourier, des compo-

santes haute fréquence. Puis, nous calculons la dérivée par rapport à la longueur d'onde du spectre expérimental filtré. La localisation des zéros de cette dérivée permet de déterminer les longueurs d'onde associées aux pieds et sommets des résonances. La distinction entre les pieds et les sommets passe par la détermination du sens de variation de la dérivée en chaque zéro. Si la dérivée est décroissante, alors le zéro correspond à un pied d'une résonance. Si la dérivée est croissante, alors le zéro correspond à un sommet d'une résonance. Du spectre expérimental filtré, nous déduisons ensuite les valeurs de transmission normalisée associées à chaque extremum. Enfin, nous obtenons les deux courbes enveloppes par interpolation, à l'aide de fonctions de type *splines*⁴, respectivement des pieds et des sommets.

Sur la Figure 2.11, nous présentons des exemples de détermination des pieds et sommets de résonances pour deux spectres du réseau de Bragg à traits inclinés ($\theta_{ext} = 16^\circ$, $L_r = 8\text{ mm}$) dans le cas où $n_{ext} < n_g$ (les résultats sont tout à fait équivalents dans le cas $n_{ext} > n_g$). Enfin, la Figure 2.12 représente les enveloppes inférieure et supérieure obtenues par interpolation à partir de fonctions de type *splines*.

2.3.3 Illustrations de cette méthode

Cas $n_{ext} < n_g$

Sur la Figure 2.13, nous présentons le résultat de plusieurs calculs d'enveloppes sur des spectres du réseau ($\theta_{ext} = 16^\circ$, $L_r = 8\text{ mm}$) obtenus pour quatre valeurs différentes de l'indice de réfraction extérieur. On observe clairement le rapprochement progressif des enveloppes inférieure et supérieure lorsque l'indice extérieur se rapproche de l'indice de gaine. Quand on arrive au cas limite de l'adaptation d'indice, les deux courbes sont superposées.

⁴Dans un tel schéma d'interpolation, la fonction interpolante (*spline* cubique) est constituée de morceaux de polynômes de degré 3 qui se raccordent, ainsi que leurs dérivées premières et secondes, aux points d'interpolation. Dans notre cas, les points d'interpolation correspondent soit aux pieds, soit aux sommets des résonances spectrales.

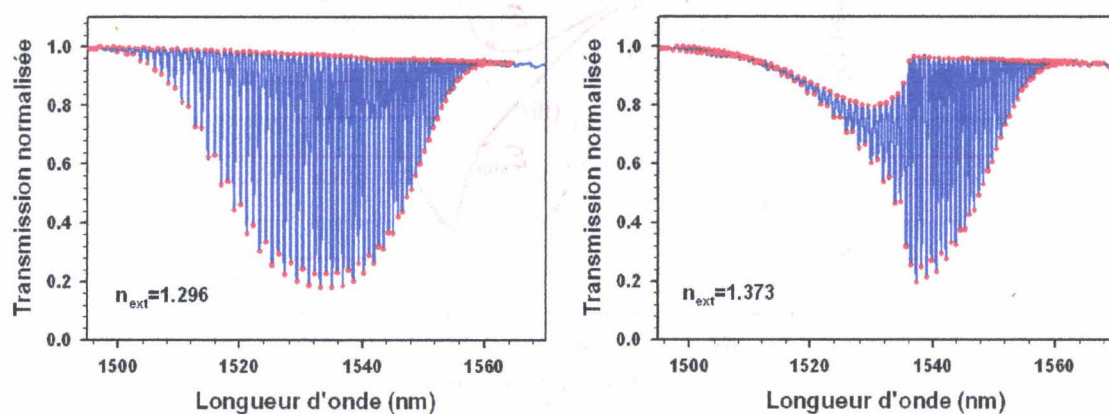


Fig. 2.11: Exemples de détermination des pieds et sommets des résonances spectrales du spectre en transmission d'un réseau de Bragg à traits inclinés ($\theta_{ext} = 16^\circ$, $L_r = 8\text{ mm}$) pour deux valeurs de l'indice de réfraction extérieur : 1,296 et 1,373 (la température est fixée à 25°C).

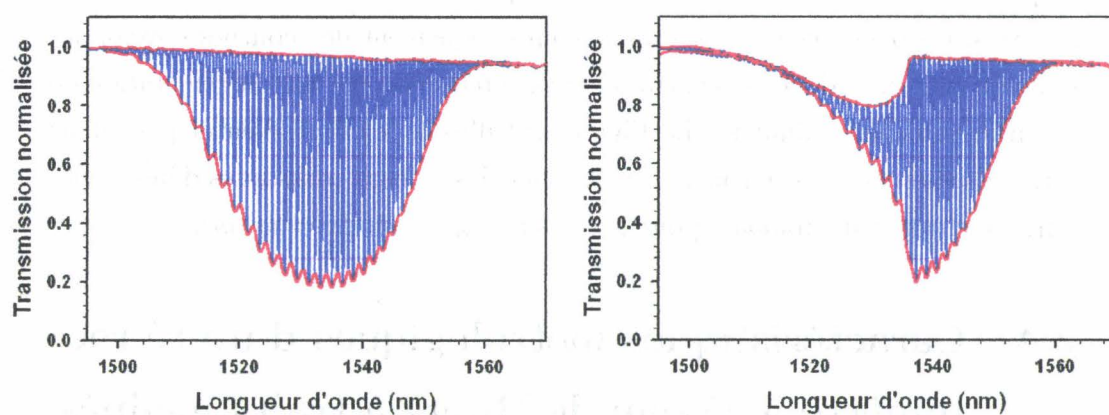


Fig. 2.12: Exemples de calculs d'enveloppes associées au spectre en transmission d'un réseau de Bragg à traits inclinés ($\theta_{ext} = 16^\circ$, $L_r = 8\text{ mm}$) pour deux valeurs de l'indice de réfraction extérieur : 1,296 et 1,373 (la température est fixée à 25°C).

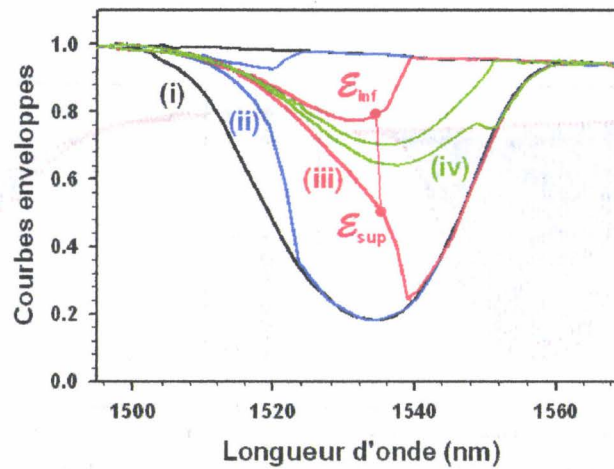


Fig. 2.13: Evolution des courbes enveloppes inférieure et supérieure pour le réseau à traits inclinés ($\theta_{ext} = 16^\circ$, $L_r = 8\text{ mm}$) lorsque l'indice extérieur croît tout en restant inférieur à n_g : (i) $n_{ext} = 1,296$ (ii) $n_{ext} = 1,339$ (iii) $n_{ext} = 1,373$ (iv) $n_{ext} = 1,400$ (la température est fixée à 25°C).

Cas $n_{ext} > n_g$

Dans le cas $n_{ext} > n_g$, des valeurs croissantes de n_{ext} se traduisent par la réapparition de résonances spectrales correspondant au couplage vers les modes à pertes. Ce phénomène se traduit par un éloignement des courbes enveloppes l'une de l'autre, et donc, au contraire du cas précédent, par une augmentation de la surface qu'elles délimitent. La Figure 2.14 illustre le calcul d'enveloppes dans cette situation et montre leur évolution pour des valeurs croissantes d'indices de réfraction extérieur, toujours pour le réseau ($\theta_{ext} = 16^\circ$, $L_r = 8\text{ mm}$).

2.4 Caractéristiques métrologiques d'un réfractomètre à réseau de Bragg à traits inclinés

A partir de la méthode décrite précédemment, nous avons étudié la réponse de plusieurs réseaux de Bragg à traits inclinés en fonction de l'indice de réfraction extérieur, à la fois pour le cas d'un indice de réfraction inférieur à celui de la gaine optique et pour le cas d'un indice de réfraction supérieur à celui de la gaine

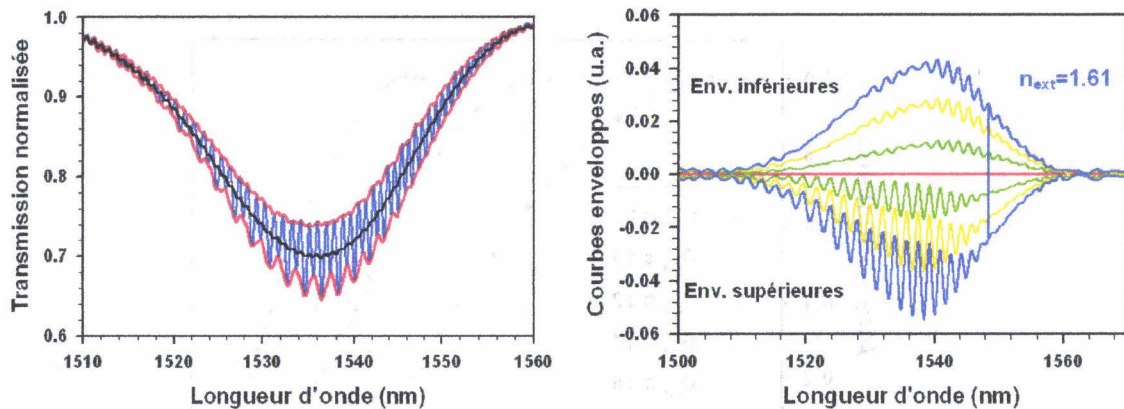


Fig. 2.14: **A gauche :** illustration du calcul d'enveloppes pour $n_{ext} = 1,61$ et **A droite :** Evolution des enveloppes inférieure et supérieure pour trois valeurs distinctes de l'indice de réfraction extérieur : 1,50, 1,56 et 1,61 (à chaque enveloppe, nous avons soustrait le spectre correspondant à l'adaptation d'indice pour centrer les courbes sur l'origine). La température de chaque liquide d'indice est fixée à $25^{\circ}C$.

optique.

Dans le premier cas, nous nous intéressons à $n_{ext} < n_g$. Nous avons déterminé l'évolution de \mathcal{A} avec n_{ext} pour cinq réseaux de Bragg à traits inclinés présentant des angles θ_{ext} différents, à savoir respectivement 8° , 10° , 12° , 14° et 16° . Les résultats sont rassemblés sur la Figure 2.15. Pour chaque réseau, l'aire de référence utilisée pour la normalisation correspond aux valeurs suivantes de n_{ext} : $n_{ext} = 1,387$ ($\theta_{ext} = 8^{\circ}$), $n_{ext} = 1,344$ ($\theta_{ext} = 10^{\circ}$), $n_{ext} = 1,344$ ($\theta_{ext} = 12^{\circ}$), $n_{ext} = 1,305$ ($\theta_{ext} = 14^{\circ}$), $n_{ext} = 1,296$ ($\theta_{ext} = 16^{\circ}$).

Dans le second cas, nous avons effectué des mesures similaires sur trois réseaux avec des angles d'inclinaison des traits valant respectivement 12° , 14° et 16° . Les résultats des mesures sont représenté sur la Figure 2.16.

2.4.1 Dynamique de mesure

Cas $n_{ext} < n_g$

La dynamique de mesure de l'indice de réfraction n_{ext} avec des réseaux de Bragg à traits inclinés dans le cas $n_{ext} < n_g$ est conditionnée par les valeurs des indices effectifs des modes de gaine contribuant à la réponse spectrale en

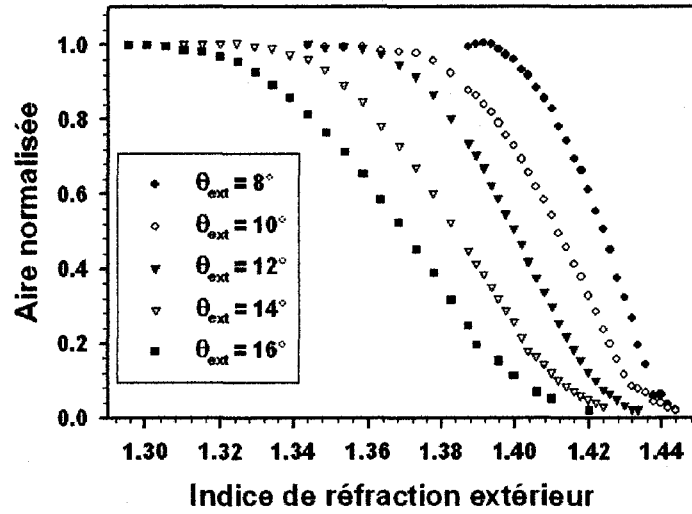


Fig. 2.15: Evolution de l'aire normalisée \mathcal{A} entre enveloppes en fonction de n_{ext} (cas $n_{ext} < n_g$) pour cinq réseaux à traits inclinés différents : $\theta_{ext} = 8^\circ, 10^\circ, 12^\circ, 14^\circ$ et 16° . La température des liquides d'indice est fixée à $25^\circ C$.

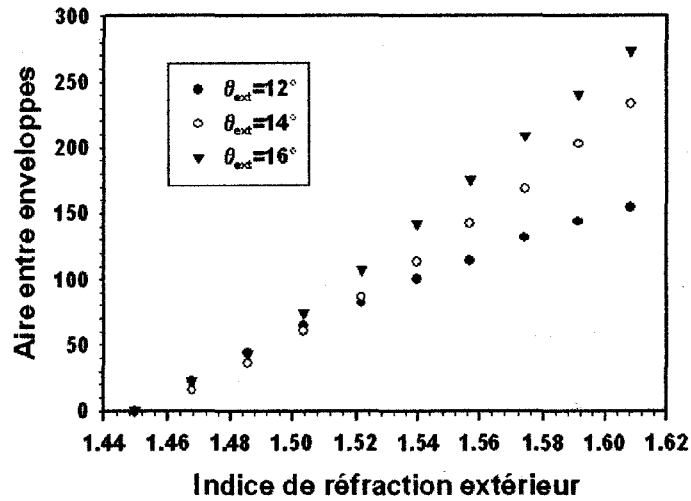


Fig. 2.16: Evolution de l'aire entre enveloppes en fonction de n_{ext} (cas $n_{ext} > n_g$) pour trois réseaux à traits inclinés différents : $\theta_{ext} = 12^\circ, 14^\circ$ et 16° . La température des liquides d'indice est fixée à $25^\circ C$.

Angle d'inclinaison θ_{ext}	8°	10°	12°	14°	16°
Dynamique de mesure (u.i.r)	0,05	0,06	0,07	0,09	0,12
Indice de réfraction central	1,424	1,412	1,400	1,384	1,370

Tab. 2.1: Dynamique de mesure pour cinq réseaux de Bragg à traits inclinés présentant des angles d'inclinaison différents.

transmission du réseau. Plus l'angle d'inclinaison θ_{ext} augmente, et plus les résonances présentes sur le spectre correspondent à des modes d'ordres élevés, et par conséquent à des indices effectifs faibles. En outre, l'écart d'indice effectif entre les résonances les plus extrêmes augmente avec l'angle d'inclinaison des traits. Aussi, comme le montre la Figure 2.15, la dynamique de mesure est d'autant plus élevée que l'angle d'inclinaison θ_{ext} augmente. Pour le cas des cinq réseaux étudiés, les dynamiques de mesure sont regroupées dans le Tableau 2.1. On constate également que la position centrale des domaines accessibles à la mesure se décale vers des indices de réfraction de plus en plus bas. Ceci s'accorde avec le fait que les longueurs d'onde des résonances centrales du spectre des réseaux de Bragg à traits inclinés correspondent à des indices effectifs d'autant plus bas que l'angle d'inclinaison θ_{ext} est élevé : plus θ_{ext} prend des valeurs élevées et plus le maximum de couplage a lieu pour des modes d'ordre élevé (cf. Tableau 2.1).

On peut donc retenir que plus la valeur de θ_{ext} est élevée et plus la dynamique de mesures s'élargit, tout en se décalant vers les bas indices de réfraction.

Cas $n_{ext} > n_g$

Pour des indices de réfraction extérieur supérieurs à l'indice de gaine, nos études ne nous permettent que de fixer une borne inférieure au domaine accessible à la mesure, à savoir l'indice de réfraction de la gaine optique de la fibre optique comportant le réseau de Bragg à traits inclinés. Dans le cas de la fibre optique utilisée, cette valeur inférieure vaut 1,457. Cependant, la Figure 2.16 démontre que les réseaux de Bragg à traits inclinés peuvent être utilisés en tant que réfractomètres au moins sur une plage d'indice de réfraction comprise entre 1,457 et 1,61.

2.4.2 Sensibilité et résolution

Dans le cas $n_{ext} < n_g$, on peut constater le compromis usuel entre la dynamique de mesure et la sensibilité. Plus la dynamique de mesure est élevée et plus la sensibilité des mesures, et par conséquent leur résolution, sont faibles. Pour estimer la résolution de mesure que l'on peut atteindre avec les réseaux de Bragg à traits inclinés, nous avons considéré le réseau ($\theta_{ext} = 16^\circ$, $L_r = 8\text{ mm}$), soit celui ayant la dynamique la plus importante et la sensibilité, donc la résolution, la plus faible parmi les cinq réseaux étudiés. Pour déterminer la résolution, nous avons entouré ce réseau d'un liquide d'indice de réfraction 1,39 à 1550 nm et 25°C . Nous avons ensuite régulé la température de l'ensemble réseau+liquide à l'aide d'un élément Peltier. Le contrôleur de cet élément permet de réguler la température de l'ensemble à mieux que $0,1^\circ\text{C}$. La température au niveau du réseau est mesurée à l'aide d'une thermistance avec une résolution de $0,1^\circ\text{C}$. Pour déterminer la résolution de notre méthode de mesure, nous avons modifié la température de l'ensemble réseau+liquide d'indice par pas de $0,1^\circ\text{C}$ et ce sur une plage de température allant de 25°C à $25,9^\circ\text{C}$. La sensibilité de l'indice de réfraction du liquide à une variation de température étant de $-4,12 \times 10^{-4} \text{ u.i.r./}^\circ\text{C}$, une modification de sa température de $0,1^\circ\text{C}$ correspond à un changement de l'indice de réfraction de $-4,12 \times 10^{-5}$. Sur la Figure 2.17, nous représentons l'indice de réfraction mesuré par notre méthode en fonction de l'indice de réfraction calculé à partir du coefficient thermo-optique du liquide utilisé (les barres d'erreur correspondent à la résolution de la mesure de température avec la thermistance). Ces résultats montrent que la résolution de la mesure, au point de fonctionnement $n_{ext} = 1,39$ est de l'ordre de $4 \times 10^{-5} \text{ u.i.r.}$

Dans le cas d'un indice de réfraction extérieur supérieur à celui de la gaine, une procédure similaire a été mise en oeuvre avec un liquide d'indice de réfraction égal à 1,61 à 1550 nm et 25°C . Dans ce cas, la résolution de mesure atteint $1,5 \times 10^{-3} \text{ u.i.r.}$ La valeur plus élevée de cette résolution s'explique essentiellement par le caractère beaucoup moins marqué des résonances vers les modes à pertes. Nous sommes ainsi beaucoup plus sensibles aux bruits hautes fréquences du spectre d'émission de la source Tunics. De plus, l'amplitude des résonances évolue beaucoup moins que celles des résonances vers les modes de gaine pour

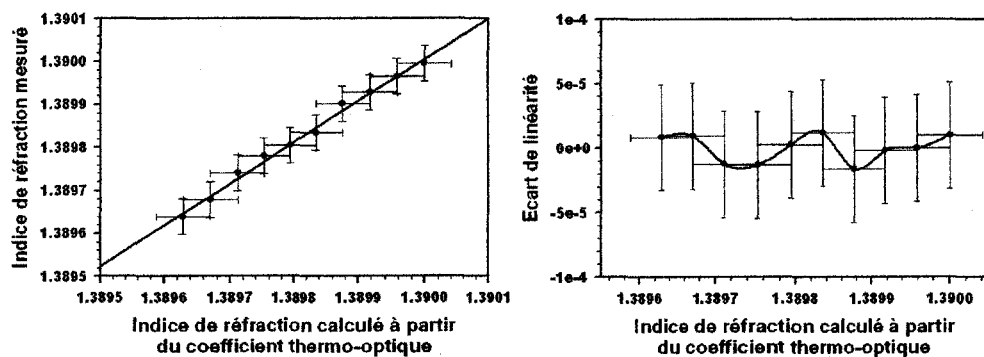


Fig. 2.17: Estimation de la résolution de mesure pour le point de fonctionnement $n_{ext} = 1,39$ du réseau ($\theta_{ext} = 16^\circ$, $L_r = 8\text{ mm}$). Dans ce cas, c'est la température du liquide d'indice qui est changée. Sur la Figure de droite, nous avons représenté l'écart à la courbe de régression linéaire.

une variation fixée de n_{ext} .

2.4.3 Répétabilité et précision

Pour estimer la répétabilité, nous avons placé le même réseau de Bragg à traits inclinés dans un liquide d'indice de réfraction 1,373 à 1550 nm et 25°C et nous avons acquis 1000 spectres en transmission. Pour chaque spectre, en utilisant la courbe de calibration de ce réseau établie au préalable, nous avons calculé l'indice de réfraction extérieur. Nous avons ensuite déterminé que 95% de l'ensemble des valeurs ainsi obtenues étaient comprises dans un intervalle de 10^{-4} u.i.r. La répétabilité des mesures correspond donc à cette valeur de 10^{-4} u.i.r.

Concernant la précision des mesures, elle est en fait déterminée par la précision avec laquelle on établit la courbe de calibration. Elle dépend donc à la fois de la précision avec laquelle sont connus les indices de réfraction des liquides utilisés, mais aussi du conditionnement de l'ensemble réseau + liquide d'indice lors de la mesure, de façon à minimiser les erreurs de calibration. Celles-ci proviennent essentiellement des fluctuations de température mais aussi d'un mauvais recouvrement du réseau par le liquide. Les indices de réfraction des liquides que nous avons utilisés sont connus avec une précision de $\pm 2 \times 10^{-4}$ u.i.r. tandis que la température peut être contrôlée à $\pm 0,1^\circ\text{C}$. Sachant que le coefficient thermo-optique

des différents liquides est de l'ordre de $-4 \times 10^{-4} \text{ u.i.r./}^\circ\text{C}$, la précision est donc de $\pm 2,4 \times 10^{-4} \text{ u.i.r.}$. Un meilleur calibrage ne peut être possible qu'en utilisant des liquides de calibrage moins sensibles à la température, ou bien en effectuant une mesure simultanée d'indice de réfraction avec un autre instrument.

Dans le cas où $n_{ext} > n_g$, la précision des mesures est la même mais la répétabilité est moins bonne. Comme précédemment, nous avons acquis 1000 spectres en transmission pour le réseau ($\theta_{ext} = 16^\circ$, $L_r = 8 \text{ mm}$) placé dans un liquide d'indice de réfraction 1,54 à 1550 nm et 25°C . Nous avons ainsi déterminé la répétabilité comme étant égale à environ 10^{-3} . Cette dégradation de la répétabilité s'explique en grande partie par l'effet du bruit présent sur le spectre, qui induit des erreurs sur le calcul d'enveloppes.

2.4.4 Analyse de la sensibilité croisée à une variation de température

Tout changement de la température du milieu analysé va avoir deux effets. Bien entendu, le premier effet est une modification de l'indice de réfraction du milieu du fait de son coefficient thermo-optique. Quand au second effet, il agit directement sur le réseau de Bragg à traits inclinés. Toute modification de la température du réseau se traduit par un décalage de son spectre en transmission. Elle ne produit par contre aucun changement significatif de l'atténuation (pour un réseau passivé). Si on suppose que le coefficient de sensibilité à la température est identique pour toutes les résonances composant le spectre en transmission du réseau, une modification de la température a alors pour unique effet de translater l'ensemble du spectre sans modifier sa forme. Par conséquent, sous réserve de validité de cette hypothèse, l'aire délimitée par les courbes enveloppes n'est modifiée que par le changement de l'indice n_{ext} provoqué par l'élévation thermique. En réalité, comme le montre la Figure 2.18, les résonances du spectre d'un réseau de Bragg à traits inclinés placé dans l'air ne possèdent pas le même coefficient de sensibilité à la température. Pour cette figure, les résonances ont été triées en fonction de leur longueur d'onde λ_i : l'ordre $i = 1$ correspond à la résonance de longueur d'onde λ_i la plus faible. Enfin, l'écart de sensibilité représenté (en $\text{pm}/^\circ\text{C}$) correspond à l'écart par rapport au coefficient de la résonance $i = 58$,

c'est-à-dire celle de longueur d'onde la plus élevée (associée au mode de gaine d'ordre le moins élevé).

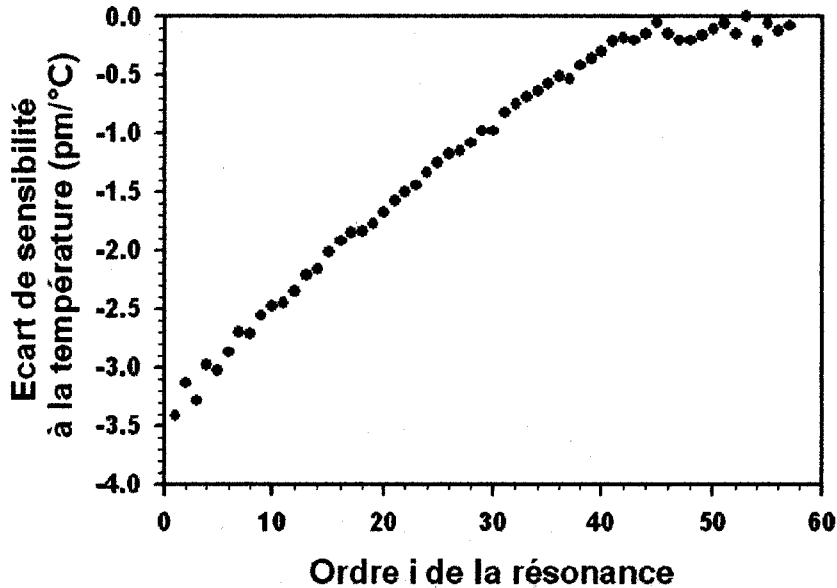


Fig. 2.18: Evolution de l'écart de sensibilité à la température en $\text{pm}/^{\circ}\text{C}$ (calculé comme la différence entre le coefficient d'une résonance donnée d'ordre i , moins celui de la résonance de longueur d'onde la plus élevée, $i = 58$). Le réseau étudié a été placé dans l'air et présentait un angle d'inclinaison $\theta_{ext} = 16^{\circ}$.

Du fait de ces disparités, tout changement de température affecte la forme globale du spectre. Par conséquent, la mesure d'indice avec les réseaux de Bragg à traits inclinés, et selon la méthode du calcul d'enveloppes, présente une sensibilité croisée à la température. Afin d'estimer cette sensibilité croisée, nous avons considéré le spectre du réseau ($\theta_{ext} = 16^{\circ}$, $L_r = 8 \text{ mm}$) plongé dans un liquide d'indice de réfraction 1,373 à 1550 nm et 25°C . Nous avons alors calculé la différence entre la valeur d'indice de réfraction donnée par notre méthode d'analyse pour ce spectre et celle donnée lorsque les résonances du réseau sont décalées d'une quantité correspondant à une augmentation de température de 20°C (décalages en accord avec les écarts de sensibilité représentés sur la Figure 2.18). Nous avons ainsi déterminé la sensibilité croisée à la température comme étant égale à $-1,3 \times 10^{-5} \text{ u.i.r}/^{\circ}\text{C}$.

Expérimentalement, nous avons vérifié cette valeur en mesurant le spectre du réseau plongé dans le liquide d'indice 1,373 à 30°C, puis en mesurant à nouveau le spectre lorsque la température du liquide est portée à 50°C. En tenant compte du coefficient thermo-optique du liquide, cet écart de température a induit un écart entre la valeur mesurée d'indice de réfraction et la valeur attendue de $2 \times 10^{-4} u.i.r.$ Avec une sensibilité croisée estimée à $-1,3 \times 10^{-5} u.i.r./^{\circ}C$, nous aurions dû obtenir un écart de $2,6 \times 10^{-4} u.i.r.$ Cette différence peut s'expliquer principalement par l'incertitude sur la température du liquide ($\pm 0,1^{\circ}C$) et la valeur du coefficient thermo-optique du liquide, connu uniquement sur la plage 15°C-35°C.

2.5 Lien entre expérience et théorie

2.5.1 Evolution du coefficient de couplage entre mode guidé et modes de gaine en fonction de n_{ext}

Dans le Chapitre II-5, nous avons présenté et développé un outil de modélisation, proposé initialement par T. Erdogan et K. S. Lee [36][90], permettant de prendre en compte l'indice de réfraction extérieur dans la détermination des caractéristiques des modes de gaine d'une fibre optique, à savoir la détermination de leurs indices effectifs et celle de la distribution radiale des champs. Partant de ces données, cet outil permet de modéliser l'évolution des coefficients de couplage entre le mode guidé et les modes de gaine de fibre (ainsi que l'évolution de la longueur d'onde de résonance) en fonction de l'indice de réfraction extérieur.

Dans les paragraphes précédents, nous avons étudié et caractérisé expérimentalement l'influence d'une variation de l'indice de réfraction extérieur, pour le cas où $n_{ext} < n_g$, sur les caractéristiques spectrales du couplage vers les modes de gaine. Nous avons ainsi démontré que plus l'indice de réfraction du milieu extérieur se rapproche de l'indice de la gaine optique, et plus l'amplitude des résonances vers les modes de gaine est faible, au profit d'un couplage vers le continuum des modes radiatifs (cf. Figures 2.6 et 2.8). De plus, la diminution de l'amplitude des résonances vers les modes de gaine s'accompagne d'un décalage de la longueur d'onde de résonance vers les grandes longueurs d'onde, de l'ordre

de 700 pm lorsque l'indice n_{ext} varie de 1,00 u.i.r. à 1,38 u.i.r. (cf. Figure 2.7). A l'aide des développements théoriques du Chapitre II-5, nous sommes en partie en mesure d'expliquer ce comportement du spectre.

Pour cela, nous avons considéré un réseau de Bragg à traits inclinés présentant un angle d'inclinaison des traits $\theta = 4^\circ$, une longueur d'onde de résonance de Bragg de 1530 nm et une amplitude de modulation d'indice de 0,001. Nous considérons la fibre optique STD1 (cf. Annexe A). A l'aide de la relation de dispersion correspondant à une structure diélectrique à trois couches, nous avons tout d'abord calculé les indices effectifs associés aux 110 premiers modes de gaine correspondant aux familles de modes $(1,m) = (1,m)$, $(2,m)$ et $(3,m)$ (cf. Figure 5.4 du Chapitre II-5). Partant de là, nous avons considéré les modes $(1,20)$, $(2,20)$ et $(3,20)$ pour lesquels nous avons calculé l'évolution de l'indice effectif avec n_{ext} . Les résultats sont présentés sur la Figure 2.19. On constate ainsi une évolution relativement lente pour n_{ext} allant de 1,0 à 1,3 puis une accélération d'autant plus importante de cette évolution lorsqu'on se rapproche de l'indice de gaine. L'évolution des indices effectifs est similaire pour les trois familles. Au contraire, on peut constater sur la Figure 2.20 que l'évolution de l'indice effectif est d'autant plus marquée que l'ordre m du mode est important. Ceci s'explique par le fait que les modes d'ordre élevé ont une proportion plus importante de leur énergie qui se trouve dans la gaine de la fibre optique. Le confinement du mode est donc d'autant plus influencé par les changements d'indice de réfraction de la couche entourant la gaine optique.

Connaissant l'évolution des indices effectifs en fonction de n_{ext} , nous avons ensuite calculé l'évolution des coefficients de couplage entre le mode guidé fondamental et un mode de gaine donné. Sur la Figure 2.21, nous avons considéré le cas de deux modes de la même famille possédant des indices effectifs très proches : $(1,60)$ et $(1,61)$. Pour ces deux modes, nous avons calculé l'évolution des coefficients de couplage avec n_{ext} dans le cas d'un réseau à traits inclinés pour lequel $\theta = 4^\circ$. On peut constater que l'évolution de ces coefficients n'est pas identique dans les deux cas. Ainsi, le coefficient de couplage associé au mode $(1,60)$ décroît tout d'abord lentement avec n_{ext} , puis cette décroissance s'accélère lorsque n_{ext} s'approche de l'indice de gaine. Au contraire, le coefficient de couplage associé

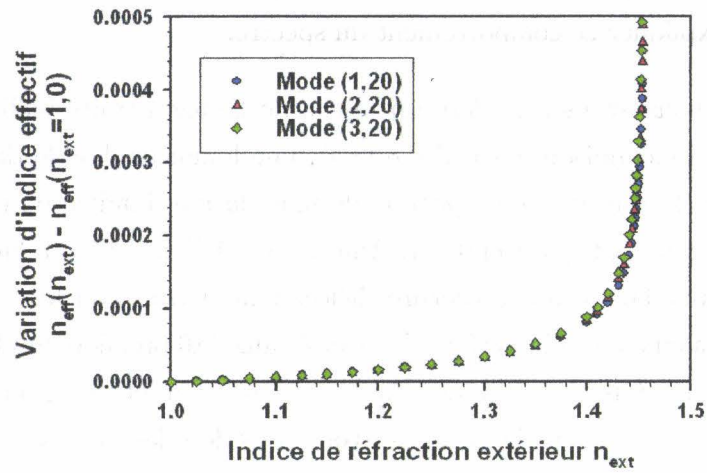


Fig. 2.19: Evolution de l'indice effectif relatif des modes de gaine (1,20), (2,20) et (3,20) en fonction de l'indice de réfraction extérieur.

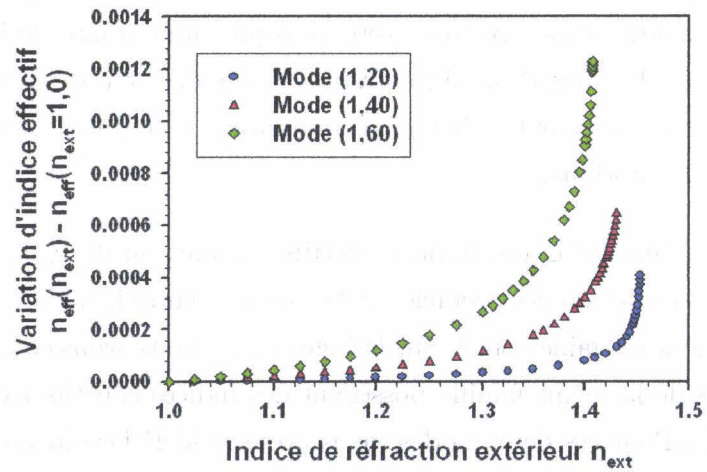


Fig. 2.20: Evolution de l'indice effectif relatif des modes de gaine (1,20), (1,40) et (1,60) en fonction de l'indice de réfraction extérieur.

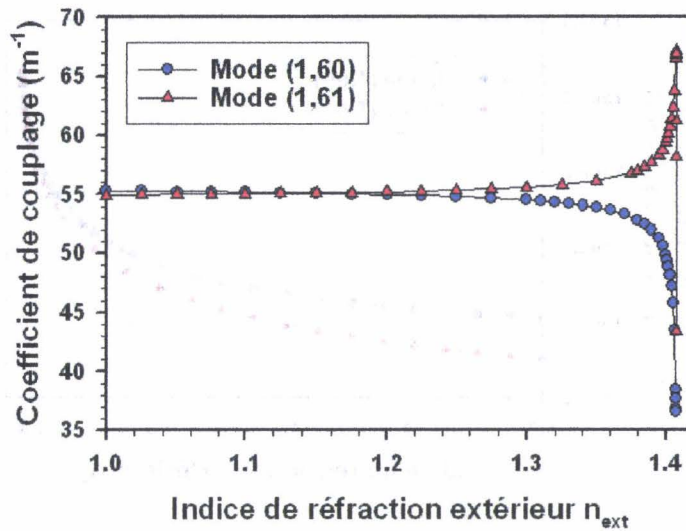


Fig. 2.21: Evolution des coefficients de couplage des modes (1,60) et (1,61) en fonction de l'indice de réfraction du milieu extérieur.

au mode (1,61) commence par croître. Cette croissance s'accélère au-delà de 1,3 puis chute très brutalement quand on se trouve à proximité de l'indice de gaine. Ces résultats semblent en désaccord avec ceux présentés sur la Figure 2.8 de ce chapitre.

En fait, si on regarde les longueurs d'onde de résonance associées aux couplages du mode guidé vers ces deux modes, on se rend compte qu'elles sont très proches. En outre, elles tendent à se confondre lorsque n_{ext} s'approche de l'indice de gaine (cf. Figure 2.22). Par conséquent, on peut considérer que, spectralement, elles ne sont pas discernables et contribuent au même pic d'atténuation spectrale. Nous avons en effet montré que les résonances observées sur le spectre d'un réseau à traits inclinés (photoinscrit à l'aide du montage à miroir de Lloyd) ont une largeur spectrale de l'ordre de 300 pm. Or, les longueurs d'onde centrales des résonances associées à ces deux modes sont éloignées au plus de 100 pm. Aussi, pour l'heure, afin d'expliquer l'évolution du pic spectral formé par ces deux modes, nous avons alors simplement représenté l'évolution de la somme des deux coefficients de couplage (cf. Figure 2.23). Les résultats présentés sur cette Figure montrent que la somme des coefficients de couplage du mode guidé vers ces deux modes de gaine varie d'environ 0,5% pour une variation de n_{ext} de 0,39

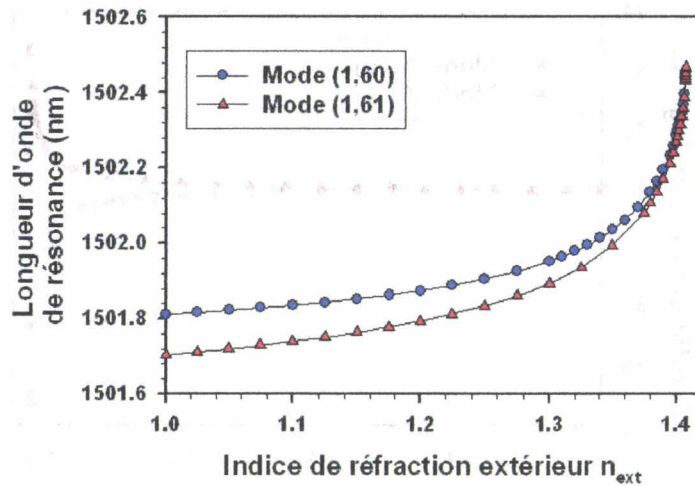


Fig. 2.22: Evolution des longueurs d'ondes de résonances associées aux couplages entre le mode guidé et les modes de gaine (1,60) et (1,61) en fonction de l'indice de réfraction du milieu extérieur.

u.i.r. (de $n_{ext} = 1,0$ à $1,39$). A partir de $n_{ext} = 1,39$, il suffit d'une variation de n_{ext} inférieure à 10^{-2} u.i.r. pour que cette somme s'annule. Ceci corrobore le résultat que nous avons obtenu expérimentalement (cf. Figure 2.8) : il suffit d'une variation de n_{ext} d'environ 10^{-2} u.i.r. pour qu'une résonance de gaine donnée disparaisse.

Jusqu'ici, nous n'avons considéré que les modes de gaine $(l, m) = (1, 60)$ et $(1, 61)$. En fait, nous avons obtenu des résultats similaires pour les couples de modes $(1, 58) + (1, 59)$, $(1, 62) + (1, 63)$ et $(2, 60) + (2, 61)$. Il est nécessaire de vérifier ce résultat pour l'ensemble des couples de modes de la forme $(l, 2m) + (l, 2m + 1)$.

2.5.2 Evolution du couplage entre mode guidé et le continuum de modes radiatifs

Dans le paragraphe précédent, nous avons en partie expliqué l'évolution du couplage entre le mode guidé et les modes de gaine lorsque l'indice de réfraction du milieu extérieur varie tout en restant inférieur à l'indice de réfraction de la gaine optique. Lorsque n_{ext} devient supérieur à cet indice de gaine, la réponse spectrale des réseaux de Bragg à traits inclinés est caractérisée par l'apparition

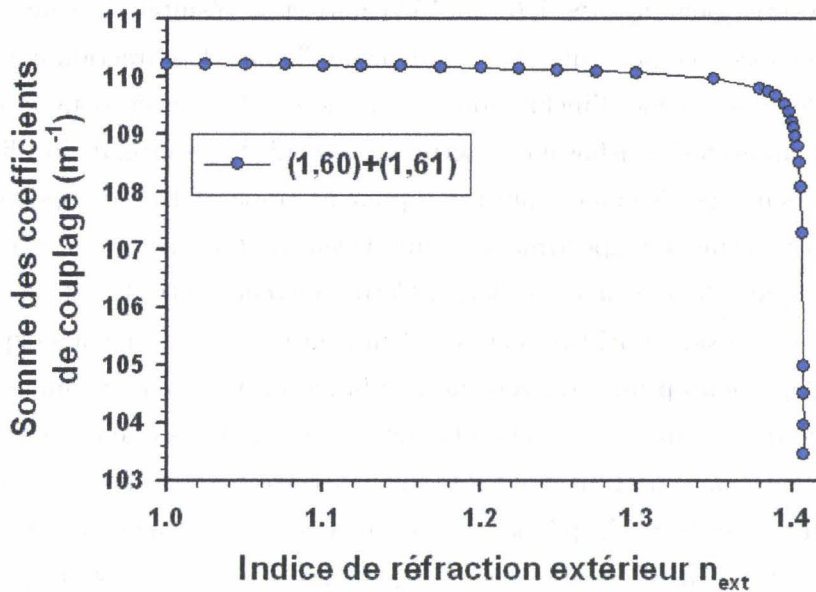


Fig. 2.23: Evolution de la somme des coefficients de couplage associés aux modes (1,60) et (1,61) en fonction de l'indice de réfraction extérieur.

de résonances spectrales provenant de modes dits à pertes engendrés par les réflexions de Fresnel à l'interface gaine-milieu extérieur. A l'aide du modèle proposé par Y. Koyamada [82] et présenté au Chapitre II-5, nous sommes en mesure de modéliser directement la réponse spectrale des réseaux de Bragg à traits inclinés en fonction de l'indice de réfraction extérieur.

A l'aide de cet outil, nous avons ainsi modélisé la réponse spectrale d'un réseau photoinscrit dans la fibre optique STD2 (cf. Annexe A). Le réseau présente les caractéristiques suivantes : $\theta = 8,75^\circ$ (soit $\theta_{ext} = 13^\circ$), $L_r = 10\text{ mm}$. La longueur d'onde de conception est égale à 1530 nm. Le spectre calculé a été obtenu à partir des valeurs suivantes : $\theta = 9^\circ$ (soit $\theta_{ext} = 13,4^\circ$), $L_r = 10\text{ mm}$. L'amplitude de modulation d'indice a été fixée à $8,12 \times 10^{-4}$ et la visibilité de la modulation vaut 1. La valeur de Δn_{mod} a été choisie de sorte que le minimum du coefficient de transmission du spectre calculé pour $n_{ext} = n_g$ est égal à celui observé sur le spectre expérimental, à savoir $T_{min} = 0,733$. Dans le calcul, la longueur d'onde est fixée à 1530 nm.

Sur la Figure 2.24, nous avons représenté la transmission spectrale expéri-

mentale mesurée pour $n_{ext} \simeq 1,61$ (à 1530 nm) et le résultat du calcul de la transmission spectrale pour une même valeur de l'indice de réfraction extérieur. Avec la valeur de l'angle d'inclinaison des traits $\theta = 9^\circ$ choisie pour le calcul, on constate un accord satisfaisant en terme de largeur du spectre, de localisation et d'espacement des résonances ainsi que pour la forme globale du spectre. Un calcul de la transmission spectrale avec une valeur de θ égale à $8,75^\circ$ aboutit à un spectre significativement moins large. Cette différence entre la valeur expérimentale de θ et la valeur utilisée pour le calcul peut très certainement s'expliquer par un réglage non optimal du zéro de la platine de rotation servant à introduire l'angle d'inclinaison des traits. On constate par ailleurs que les résonances spectrales sont beaucoup plus marquées sur le spectre calculé que sur le spectre expérimental. Ceci peut s'expliquer par le fait que, dans la modélisation, nous avons considéré le cas d'un réseau de Bragg à traits inclinés ayant un profil de modulation d'indice uniforme longitudinalement, en particulier sans *chirp* dû à la non-uniformité de l'indice moyen le long du réseau. Or, les réseaux photoinscrits avec le montage à miroir de Lloyd présentent une amplitude de modulation d'indice avec une modification de l'indice moyen le long du réseau. Cette modification se traduit au niveau de la réponse spectrale par un élargissement des résonances. La conséquence de cet élargissement est une diminution de la visibilité des résonances.

Sur la Figure 2.25, nous avons représenté quatre réponses spectrales en transmission calculées pour quatre valeurs différentes de l'indice de réfraction extérieur : $n_{ext} = 1,4582, 1,50, 1,55$ et $1,61$. Les paramètres du calcul sont identiques à ceux du calcul représenté sur la Figure 2.24. On constate clairement le résultat que nous avons établi expérimentalement : l'amplitude des résonances spectrales croît avec n_{ext} .

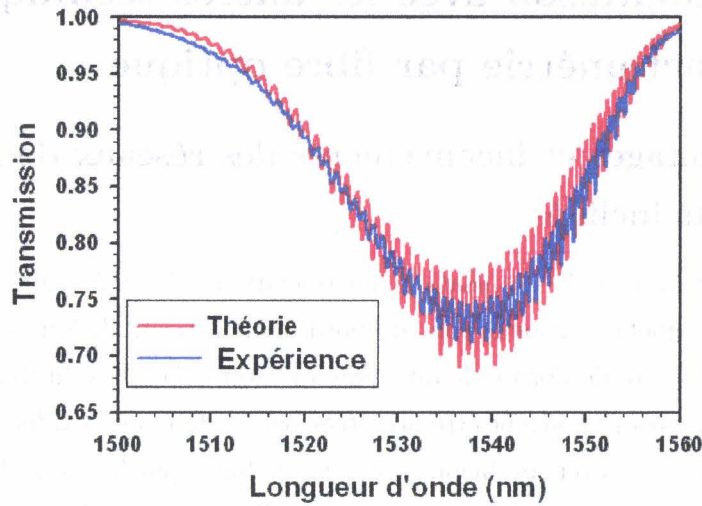


Fig. 2.24: Comparaison entre le spectre expérimental d'un réseau de Bragg à traits inclinés ($\theta = 8,75^\circ$, $L_r = 10 \text{ mm}$) photoinscrit à l'aide du montage à miroir de Lloyd et le spectre calculé pour un réseau ayant les caractéristiques suivantes : $\theta = 9^\circ$, $L_r = 10 \text{ mm}$, $\Delta n_{\text{mod}} = 8,12 \times 10^{-4}$, $\lambda = 1530 \text{ nm}$, visibilité de la modulation égale à 1. Dans les deux cas, l'indice de réfraction du milieu extérieur est égal à 1,61.

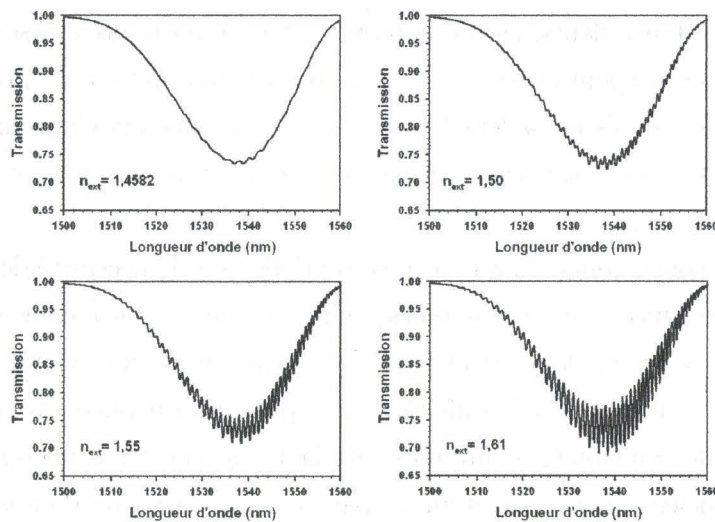


Fig. 2.25: Réponse spectrale en transmission d'un réseau de Bragg à traits inclinés ($\theta = 9^\circ$, $L_r = 10 \text{ mm}$) calculée pour quatre valeurs différentes de l'indice de réfraction du milieu extérieur n_{ext} : 1,4582 ($= n_g$); 1,50; 1,55 et 1,61.

2.6 Comparaison avec les autres techniques de réfractométrie par fibre optique

2.6.1 Avantages et inconvénients des réseaux de Bragg à traits inclinés

Parmi les avantages de l'utilisation des réseaux de Bragg à traits inclinés en tant que réfractomètre, on peut tout d'abord citer la possibilité d'atteindre des résolutions de mesure de l'ordre de quelques 10^{-5} u.i.r. De plus, la dynamique et la sensibilité de mesure peuvent être adaptées par le choix de la valeur de l'angle d'inclinaison des traits (et, de façon moins immédiate, par le choix des caractéristiques opto-géométriques de la fibre optique d'inscription) Ces transducteurs offrent en outre des possibilités de multiplexage. Cette capacité de multiplexage est en fait limitée par la plage spectrale occupée par les résonances associées au transducteur et par la plage spectrale d'émission de la source optique d'interrogation. Leur faible longueur (quelques millimètres) autorise la réalisation de mesures quasi-ponctuelles. En utilisant, par exemple, un dépôt diélectrique en bout de fibre, il est possible de les faire fonctionner en réflexion, et non pas uniquement en transmission. Par ailleurs, ils présentent une faible sensibilité croisée à la température et la mesure peut être rendue insensible aux fluctuations de puissance du signal optique. Enfin, ils possèdent les avantages inhérents aux Capteurs à Fibres Optiques intrinsèques, à savoir essentiellement leur immunité électromagnétique et leur faible intrusivité.

Parmi les inconvénients, on remarque essentiellement la nécessité de recourir à une technique évoluée d'analyse numérique limitant les performances sur le plan du temps de réponse et donc de la bande passante de mesure. Cette limitation est amplifiée par le temps d'acquisition des spectres. En outre, ils présentent des capacités de multiplexage limitées par la plage spectrale occupée par les résonances associées au transducteur et par la plage spectrale d'émission de la source optique d'interrogation.

2.6.2 Comparatif

Par rapport aux techniques de réfractométrie fibrée n'utilisant pas des réseaux de Bragg, les réseaux de Bragg à traits inclinés présentent des avantages certains en terme de réalisation et de mise en oeuvre du transducteur. Ainsi, pour les techniques à plasmons de surface, il est nécessaire de réaliser un dépôt métallique homogène tout autour de la fibre optique. On est alors confronté à des problèmes d'accrochage de la couche métallique sur la silice, et donc à des problèmes de vieillissement. De même, les techniques de réfractométrie par ondes évanescentes nécessitent en général une attaque chimique ou mécanique de la fibre optique pour accéder au champ évanescent des modes guidés. Ces processus, en plus d'être délicats à maîtriser, fragilisent le composant. Enfin, par rapport à certaines techniques de mesure par ondes évanescentes (fluorescence), on dispose de la possibilité de normaliser la mesure afin de s'affranchir des fluctuations de puissance du signal optique d'interrogation.

Les techniques les plus proches de celle que nous proposons reposent sur l'utilisation respectivement de réseaux de Bragg standard (à pas court sans inclinaison des traits) et de réseaux de Bragg à pas long.

En ce qui concerne les réseaux de Bragg standard, le principal problème est la très faible sensibilité de la résonance de Bragg vis-à-vis des changements de l'indice de réfraction du milieu extérieur. Celle-ci se manifeste en effet au travers d'une interaction du milieu extérieur avec le champ évanescent du mode guidé qui est fortement confiné au coeur de la fibre optique. Cette technique nécessite donc au préalable une attaque chimique ou mécanique de la fibre optique. En plus, il est nécessaire de pouvoir localiser le pic de Bragg avec une précision du picomètre au moins pour atteindre des performances équivalentes à celles de notre système.

Dans le cas des réseaux de Bragg à pas long, le principal problème provient de leur très forte sensibilité croisée à la température, mais aussi vis-à-vis de paramètres tels que les courbures. Combinée avec leur longueur centimétrique, ces réseaux sont quasiment inutilisables pour des applications telles que le suivi de cuisson des matériaux composites. Par ailleurs, leur sensibilité à l'indice de réfraction du milieu extérieur présente une très forte non-linéarité : l'optimum de sensibilité n'est atteint que pour des indices très proches de celui de la gaine

optique. Enfin, la mesure de l'indice de réfraction passe par la localisation précise du sommet de la bande de résonance. Si l'encodage spectral de la mesure est un avantage, il convient toutefois de souligner la difficulté de mesurer précisément la longueur d'onde de résonance du fait de la grande largeur spectrale de la résonance et d'un sommet très aplati (influence du bruit de mesure). En outre, la largeur de la résonance nécessite de faire des mesures sur des domaines spectraux au moins aussi étendus que pour les réseaux de Bragg à traits inclinés. On ne peut donc pas espérer gagner en terme de coût et de caractéristiques du système de démodulation, fixé en partie par l'analyseur de spectre.

2.7 Deux exemples d'applications

Afin de démontrer le potentiel des réseaux de Bragg à traits inclinés et de la méthode d'analyse associée en terme d'applications, nous illustrons dans cette section la mise en oeuvre de ce nouveau type de réfractomètre tout fibre pour des mesures d'indice de réfraction dans les deux domaines $n_{ext} < n_g$ et $n_{ext} > n_g$. Pour le premier domaine, nous présentons l'utilisation des réseaux de Bragg à traits inclinés pour effectuer des mesures de salinité de solutions aqueuses. Pour le second cas, nous démontrons leur utilisation pour le suivi de cuisson de matériaux composites.

2.7.1 Mesure de salinité

Nous réalisons ces mesures de salinité en solution aqueuse [44][45] : des cristaux de sel de haute pureté sont dissous dans de l'eau distillée. Différentes masses de cristaux, allant de 0 grammes à 34 grammes par pas de 2 grammes, sont dissoutes dans 100 ml d'eau distillée. 34 grammes de sel dans 100 ml d'eau distillée correspondent à une solution presque saturée [45]. Nous mesurons la température et l'indice de réfraction de chaque solution à l'aide respectivement d'une thermistance et d'un réfractomètre de type Abbe. Le réfractomètre utilisé est un ARIAS500 fabriqué par la société LEICA. Cet instrument permet d'effectuer des mesures d'indice de réfraction avec une précision de $\pm 0,00005$ u.i.r. sur une plage allant de 1,3 à 1,7. Les mesures sont effectuées à la longueur d'onde de 589 nm.

Pour chaque mesure, on dispose en outre de la valeur de la température au niveau de la zone de mesure.

En parallèle, pour chaque solution saline, nous utilisons un réseau de Bragg à traits inclinés ($\theta_{ext} = 16^\circ$, $L_r = 8\text{ mm}$, photoinscrit avec le montage à miroir de Lloyd) pour lequel nous avons établi au préalable la courbe de calibrage (cf. Figure 2.15). Ce réseau permet d'effectuer des mesures sur la plage d'indice de réfraction 1,31-1,43 mais à une longueur d'onde de 1550 nm.

Aussi, pour pouvoir comparer les résultats de mesure fournis par le réfractomètre ARIAS500 et ceux obtenus à l'aide du réseau de Bragg à traits inclinés, il nous faut connaître la loi d'évolution de l'indice de réfraction de l'eau avec la longueur d'onde et la température, à défaut de disposer de celle d'une solution saline. Une relation empirique donnant l'évolution de l'indice de réfraction avec la température et la longueur d'onde est indiquée dans la référence [151]. Les auteurs de ces travaux indiquent un domaine de validité en longueur d'onde allant de 182 nm à 2770 nm. Toutefois, il convient de noter que peu de points expérimentaux sont obtenus pour des longueurs d'ondes au-delà de 1000 nm.

Les résultats des mesures après corrections pour la longueur d'onde et la température sont présentés Figure 2.26. L'écart maximal entre les valeurs d'indices de réfraction obtenues avec le réfractomètre Arias500 et le réseau de Bragg à traits inclinés est au maximum de 10^{-3} pour deux points de mesure, et plutôt de l'ordre de 5×10^{-4} pour la plupart des points de mesure. Ces écarts peuvent s'expliquer par une connaissance imprécise de la loi d'évolution de l'indice de réfraction de l'eau dans l'infra-rouge (erreur difficile à chiffrer), ainsi que par les précisions des mesures effectuées avec le réfractomètre ($\pm 0,00005$ u.i.r) ou le réseau de Bragg à traits inclinés ($\pm 2,5 \times 10^{-4}$). Enfin, un autre point difficile à chiffrer concerne des erreurs provenant d'une inhomogénéité des solutions salines.

2.7.2 Suivi de cuisson de matériaux composites

La maîtrise et la reproductibilité des procédés de cuisson des matériaux composites sont souvent difficiles à assurer. En effet, les paramètres de la fabrication ne sont en général accessibles qu'en surface de la structure, ou ne sont accessibles qu'*a posteriori* via des méthodes d'analyse de type Contrôles Non Destructifs

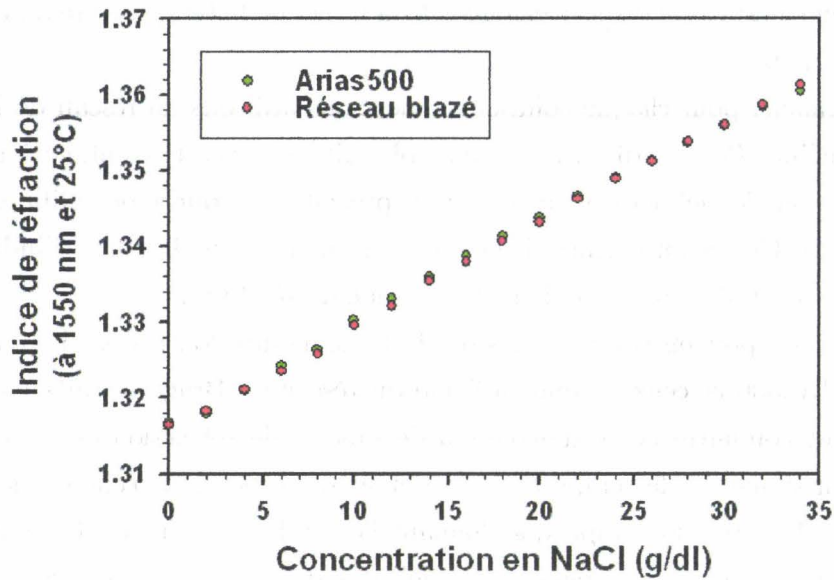


Fig. 2.26: Mesure de l'indice de réfraction de solutions salines de différentes concentrations, à la fois avec un réseau de Bragg à traits inclinés calibré et avec un réfractomètre de type Abbe (Arias500 de la société Leica).

(rayons X, ultra sons ...) ou Destructifs. Aussi, il est fréquent que la fabrication d'une pièce en matériaux composites passe par la réalisation de plusieurs prototypes, voire que les pièces réalisées durant les phases de production ne soient pas conformes du fait de modifications de paramètres de fabrication (atmosphériques, par exemple).

De part leur faible intrusivité et leur insensibilité vis-à-vis des problèmes de compatibilité électromagnétique, les Capteurs à Fibre Optique sont des composants intéressants pour l'instrumentation dans le domaine des structures en matériaux composites, en particulier pour le secteur aéronautique. Convenablement utilisés, ils peuvent fournir des informations internes à la structure très précieuses, permettant d'améliorer les procédés de fabrication.

Ainsi, dans une méthode de fabrication de pièces selon le procédé classique

en autoclave, ou bien selon celui dit de *Resin Transfer Molding* ou *RTM*⁵, il est intéressant pour l'industriel de connaître la durée de cuisson nécessaire pour la polymérisation de la résine liant les fibres composites. Cette connaissance permet d'optimiser les temps de fabrication.

Le suivi de la polymérisation de la résine peut se faire *via* des mesures de l'évolution de son indice de réfraction au cours de la cuisson. En effet, la cuisson de la résine se caractérise par une phase initiale relativement courte durant laquelle la résine se liquéfie et son indice de réfraction diminue. Puis, en fonction du degré de polymérisation de la résine, cet indice de réfraction augmente progressivement jusqu'à atteindre une valeur seuil signifiant que la polymérisation est achevée.

Jusqu'à présent, à l'aide de Capteurs à Fibres Optiques, seules des expériences utilisant des techniques de réflectométrie en bout de fibre ont été mises en oeuvre. Elles nécessitent toutefois l'utilisation d'un appareillage coûteux et spécifique (OTDR \equiv Optical Time Domain Reflectometry) si l'on souhaite multiplexer les points de mesure. En outre, cette technique, reposant sur des mesures de réflexions de Fresnel en bout de fibre, pose des problèmes en terme d'insensibilité vis-à-vis des fluctuations de puissance. Si l'utilisation d'un réseau de Bragg placé près de l'extrémité de fibre permet de fournir un niveau de puissance référence, on ne peut s'affranchir des problèmes de dégradation de la face clivée et de la sensibilité croisée du réseau de référence à la température et aux déformations.

Une solution possible consiste à utiliser un réseau de Bragg à traits inclinés pour effectuer les mesures d'indice de réfraction en cours de cuisson. Comme la résine possède un indice de réfraction supérieur à celui de la gaine de la fibre optique, la méthode d'analyse par calcul d'enveloppes met à profit l'évolution du spectre en transmission du réseau. Sur la Figure 2.27, nous présentons le résultat d'une première expérience de suivi de cuisson d'une résine (référence PR500 fournie par la société Ratier-Figeac) chauffée à une température constante de 180°C pendant 170 minutes. Un réseau de Bragg à traits inclinés ($\theta_{\text{ext}} = 12^{\circ}$ et $L_r = 5\text{ mm}$) réalisé avec le montage à miroir de Lloyd a été calibré avec des indices de réfraction allant de 1,46 à 1,61 à 25°C . A l'aide d'une source accordable

⁵Selon cette technique RTM, on réalise dans un premier temps une structure mécanique à l'aide de fibres composites (kevlar, carbone ...) puis l'ensemble de la pièce est inséré dans un moule chauffé dans lequel on injecte, sous pression, de la résine polymère.

Tunics, nous mesurons toutes les cinq minutes le spectre en transmission de ce réseau. A l'aide de la courbe de calibrage en indice de réfraction et en utilisant la méthode d'analyse par calcul d'enveloppes, nous avons déduit pour chaque mesure la valeur correspondante de l'indice de réfraction de la résine. Pour ces mesures, il n'a pas été possible de corriger les effets de la température : la fibre comportant le réseau de Bragg de référence en température s'est en effet cassée lors de la cuisson. Toutefois, si les mesures sont entâchées d'une erreur systématique provenant de la non prise en compte de cette sensibilité croisée, nous avons clairement pu caractériser l'évolution de l'indice de réfraction de la résine au cours de sa cuisson. On distingue ainsi la phase initiale de décroissance de l'indice lors de la liquéfaction de la résine puis la phase de croissance au fur et à mesure que la résine polymérise avec atteinte d'une valeur seuil après 160 minutes de cuisson.

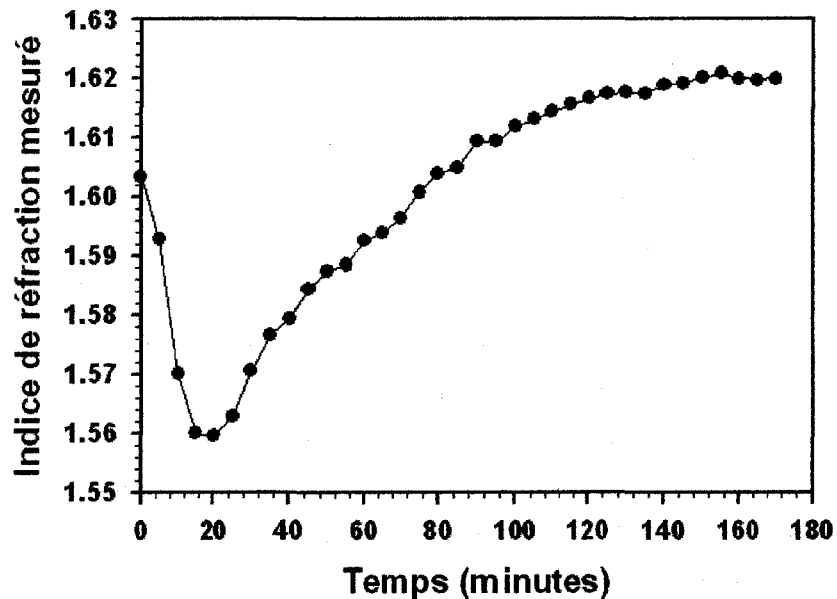


Fig. 2.27: Suivi de l'évolution de l'indice de réfraction d'une résine pour matériaux composites lors de sa cuisson à l'aide d'un réseau de Bragg à traits inclinés ($\theta_{ext} = 12^\circ$ et $L_r = 5\text{ mm}$). La température de cuisson est fixée à 180°C .

2.7.3 Autres applications potentielles

La mesure d'indice de réfraction de solutions aqueuses ($n_{ext} < n_g$) avec les réseaux de Bragg à traits inclinés offre de nombreuses possibilités applicatives en chimie et en biologie. La mesure de salinité de solutions aqueuses, qui peut trouver des applications, par exemple, dans le milieu marin au travers du suivi du degré de salinité de colonnes d'eau de mer, n'en est qu'une facette. On peut ainsi envisager l'utilisation de ces composants pour effectuer des mesures plus spécifiquement liées au secteur biologique comme le suivi d'interactions entre protéines de type anticorps-antigène. Une telle application a été récemment démontrée en utilisant des réseaux de Bragg à pas long par M. P. DeLisa *et al.* [28]. Toutefois, cette application nécessite de maîtriser le dépôt sur la gaine optique entourant le réseau de Bragg (à long pas ou à traits inclinés) d'une couche accrochée à la silice et comportant, à l'autre extrémité de la chaîne moléculaire, l'antigène réagissant de façon spécifique à un anticorps donné. La fixation de l'anticorps autour du réseau se traduit par une modification de l'indice de réfraction de la couche de fixation. Ce changement d'indice de réfraction, intimement lié à la concentration en la substance biologique à identifier et à doser, peut alors être mesuré à l'aide d'un réseau de Bragg à traits inclinés selon la méthode d'analyse que nous avons proposée.

La sensibilité des réseaux de Bragg à traits inclinés vis-à-vis d'indices de réfraction extérieurs variables peut également être mise à profit dans le secteur pétrolier où les différents dérivés du pétrole, mais aussi d'éventuelles fuites le long de canalisations, peuvent être caractérisés et contrôlés *via* des mesures d'indices de réfraction. Or, ces composés présentent en général des indices de réfraction soit dans la plage d'indice 1,3-1,45, soit des indices sur des plages au-delà de 1,45 [3].

Chapitre 3

Réalisation d'un système de démodulation par filtrage linéaire

3.1 Présentation du système de mesure à filtre discriminatoire linéaire

3.1.1 Motivations

Dans le Chapitre I-3 de ce manuscrit, nous avons décrit les différentes techniques de démodulation de la réponse spectrale de transducteurs à réseaux de Bragg fibrés, à savoir les méthodes d'analyse : par corrélation, par filtrage de poursuite, par balayage spectral avec un filtre accordable (Fabry-Perot) ou une source accordable, par interférométrie et par filtrage linéaire. Dans ce chapitre, nous allons nous attacher à présenter les travaux menés en vue du développement d'une instrumentation à réseaux de Bragg présentant les caractéristiques suivantes : une étendue de mesure de plusieurs nanomètres, une incertitude de mesure de l'ordre de la dizaine de picomètres et une résolution de l'ordre du picomètre, la possibilité de faire des mesures en régimes statique et dynamique (à une fréquence de 10 kHz au moins) et, enfin, un faible coût. En accord avec le Tableau 3.2 du Chapitre I-3, la méthode que nous avons retenue consiste à démoduler par filtrage linéaire la réponse du transducteur à réseau de Bragg. Cette méthode doit satisfaire aux différents critères énoncés précédemment. Enfin, si, dans son

principe de base, cette méthode ne permet d'interroger qu'un seul capteur par ligne, l'utilisation d'un commutateur optique autorise l'interrogation séquentielle de plusieurs lignes de mesure avec une même unité de démodulation.

3.1.2 Utilisation d'un réseau de Bragg à traits inclinés comme composant de filtrage

Rappel du principe de la technique de démodulation par filtrage linéaire

La méthode de démodulation par filtrage linéaire consiste tout d'abord à interroger un réseau de Bragg à l'aide du signal lumineux émis par une source large bande (cf. Figure 3.1). Le signal réfléchi par le réseau de Bragg est séparé, *via* un coupleur 50×50 , sur deux voies de mesures comportant chacune un photodétecteur. Sur une première voie, le signal passe par un filtre optique avant d'être détecté, tandis que le second est directement mesuré par le photodétecteur. La fonction du filtre optique consiste à convertir tout décalage de la raie de Bragg en une variation d'intensité du signal détecté. Par normalisation de la mesure avec le signal non filtré, il est en outre possible de s'affranchir des problèmes de fluctuations d'intensités optiques.

Choix du composant de filtrage

Les performances que l'on peut espérer atteindre avec ce genre de système sont en grande partie conditionnées par les caractéristiques du filtre. Ainsi, la dynamique de mesure et l'incertitude de mesure vont être fixées respectivement par la largeur spectrale de la zone linéaire du filtre et par la linéarité de sa réponse sur cette zone. Différentes solutions ont été proposées dans la littérature pour réaliser le composant de filtrage linéaire. Elles ont été présentées en détail dans le Chapitre I-3. Elles consistent à faire intervenir la fonction de transfert spectrale : d'un filtre en verre massif coloré, d'une source optique large bande, d'un réseau de Bragg *chirpé*, d'un réseau de Bragg à pas long, d'une mise en cascade de réseaux de Bragg à traits inclinés et *chirpés*, de coupleurs, de fibres biconiques et, enfin, de dépôts diélectriques (par exemple en bout de fibre).

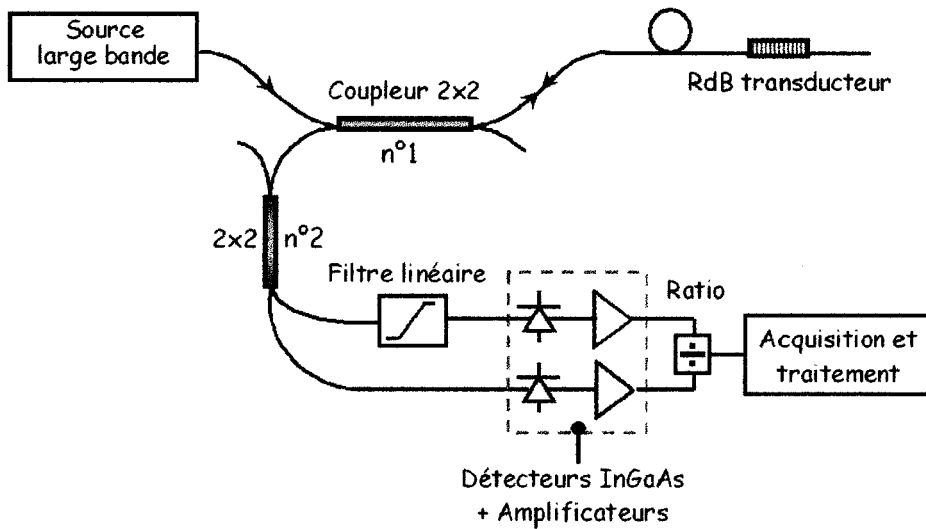


Fig. 3.1: Schéma de principe du montage de démodulation par filtrage linéaire.

Dans notre cas, nous cherchons à utiliser un composant de filtrage tout fibré afin de s'affranchir des problèmes de connectiques et de pertes par insertion. Afin que sa technique de fabrication soit homogène avec celles des transducteurs, nous nous orientons vers une solution à base de réseaux de Bragg. Nous souhaitons en outre que le système final soit aussi compact que possible et puisse être utilisé dans un environnement présentant de fortes variations de température (plusieurs dizaines de degrés). Ces deux points excluent donc l'utilisation des réseaux de Bragg à longue période qui sont à la fois longs (plusieurs centimètres) et trop sensibles à la température. Enfin, la difficulté d'obtenir des réponses spectrales satisfaisantes avec les réseaux de Bragg *chirpés* nous a amené à orienter notre étude vers l'utilisation de réseaux de Bragg à traits inclinés.

Une étude théorique a déjà démontré la possibilité d'utiliser des réseaux de Bragg à traits inclinés pour réaliser la fonction de filtrage [96]. Toutefois, selon cette méthode, il est nécessaire d'introduire un *chirp* sur le profil longitudinal de modulation d'indice du réseau afin de lisser les résonances spectrales inhérentes à un tel composant placé dans l'air. Le *chirp* doit augmenter suffisamment la largeur de bande de chaque résonance constituant le spectre en transmission des réseaux de Bragg à traits inclinés de façon à ce qu'elles se recouvrent spectralement et

engendrent un spectre parfaitement lisse, c'est-à-dire équivalent à celui obtenu lors de l'adaptation d'indice. Cette méthode est relativement complexe en terme de réalisation du composant. Elle impose de disposer d'un système d'inscription de réseaux de Bragg *chirpés*, ce qui n'est pas le cas du montage à miroir de Lloyd disponible au laboratoire. En outre, l'écart spectral entre deux résonances consécutives vers les modes de gaine dépend de l'ordre des modes : plus cet ordre est élevé et plus l'écart est important. Il peut être corrélé à l'écart d'indices effectifs. Par conséquent, cet écart, s'il n'évolue pas trop pour les résonances composant le spectre d'un réseau donné, dépend fortement de l'angle d'inclinaison des traits mais aussi du type de fibre. En fonction du type de fibre utilisée et de l'angle d'inclinaison des traits choisi, il est donc nécessaire de pouvoir régler le *taux de chirp*¹ de façon à optimiser le recouvrement.

Plus simplement, la solution que nous proposons consiste à utiliser, comme composant de filtrage, un unique réseau de Bragg à traits inclinés. Ce réseau est conditionné de façon à coupler l'énergie du mode guidé uniquement vers le continuum de modes radiatifs : on réalise pour ce faire l'adaptation de l'indice de réfraction de la gaine optique. Dans ce cas, le spectre en transmission est parfaitement lisse. Sur la Figure 3.2, nous avons représenté la réponse spectrale d'un réseau de Bragg à traits inclinés inscrit avec le montage à miroir de Lloyd et pour lequel nous avons précisément réalisé l'adaptation d'indice de la gaine optique. On constate que le spectre est parfaitement lisse, si l'on néglige le bruit. Les flancs de la réponse spectrale, autour de leurs points d'inflexion, doivent permettre de réaliser un filtrage linéaire.

3.2 Modélisation de la réponse du système

3.2.1 Fonction normalisée de transfert du système

La fonction normalisée de transfert $r(\lambda)$ du système est définie comme le rapport de la fonction de transfert correspondant à la voie filtrée $s_{ref}(\lambda)$ divisée par la fonction de transfert de la voie non filtrée $s_{filtree}(\lambda)$. Dans tous les

¹Le taux de chirp est défini comme la variation de la période du réseau par unité de longueur. Il s'exprime en nm/cm.

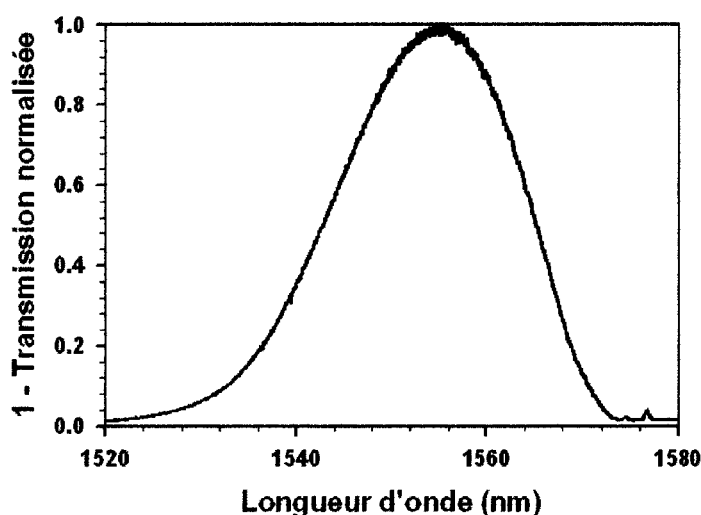


Fig. 3.2: Réponse spectrale en transmission d'un réseau de Bragg à traits inclinés ($\theta = 7,3^\circ$, $L_r = 10\text{ mm}$) photoinscrit à l'aide du montage à miroir de Lloyd et pour lequel on a réalisé l'adaptation de l'indice de réfraction de la gaine.

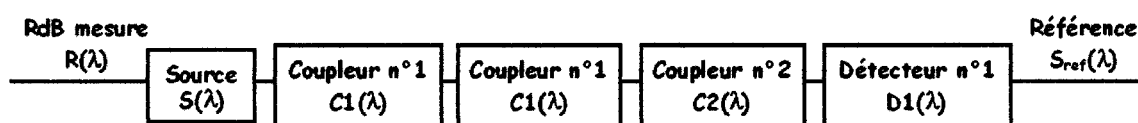


Fig. 3.3: Représentation de la voie de référence sous forme d'un schéma bloc.

cas, la grandeur d'entrée correspond au spectre en réflexion du réseau de Bragg transducteur tandis que la grandeur de sortie correspond au signal de sortie des photodétecteurs.

Voie non filtrée ou de référence

La voie de référence peut être représentée à l'aide du schéma bloc de la Figure 3.3. Le coupleur n°1 est situé entre la source et le transducteur tandis que le coupleur n°2 se trouve avant les deux voies de mesure (cf. Figure 3.1).

On désigne par $R(\lambda)$, $S(\lambda)$, $C1(\lambda)$, $C2(\lambda)$, et $D1(\lambda)$ respectivement la réponse en longueur d'onde du réseau de Bragg transducteur, le spectre en émission de la source, les coefficients de couplage des coupleurs n°1 et n°2, et la réponse du



Fig. 3.4: Représentation de la voie de filtrage sous forme d'un schéma bloc.

détecteur en longueur d'onde. La fonction de transfert de la voie de référence s'écrit alors sous la forme du produit de convolution suivant :

$$s_{ref}(\lambda) = R(\lambda) * [S(\lambda) \times C1^2(\lambda) \times C2(\lambda) \times D1(\lambda)] \quad (3.1)$$

Pour simplifier, on peut considérer que les coupleurs sont achromatiques et ont un taux de couplage en intensité strictement égal à 0,5. En supposant par ailleurs que la réponse du photodétecteur ne dépend pas de la longueur d'onde, la fonction de transfert se simplifie et devient :

$$s_{ref}(\lambda) = \frac{1}{8} \times R(\lambda) * S(\lambda) \quad (3.2)$$

Voie filtrée

La voie de référence peut être représentée à l'aide du schéma bloc de la Figure 3.4. En faisant les mêmes hypothèses qu'au paragraphe précédent, on peut écrire la fonction de transfert sous la forme :

$$s_{filtree}(\lambda) = \frac{1}{8} \times R(\lambda) * [S(\lambda) \times F(\lambda)] \quad (3.3)$$

avec $F(\lambda)$ la fonction spectrale de transfert en intensité du filtre.

Normalisation

La réponse normalisée du système est donnée par le rapport entre le signal de la voie filtrée et le signal de la voie de référence :

$$r(\lambda) = \frac{s_{filtree}(\lambda)}{s_{ref}(\lambda)} = \frac{R(\lambda) * [S(\lambda) \times F(\lambda)]}{R(\lambda) * S(\lambda)} \quad (3.4)$$

En théorie, on peut constater que la prise de ce rapport ne permet de s'affranchir de façon rigoureuse des fluctuations de puissance de la source optique que dans le cas où le réseau de Bragg transducteur est infiniment fin spectralement. Dans ce cas, la réponse normalisée du système correspond à celle du filtre discriminateur linéaire. Dans le cas contraire d'un réseau de Bragg transducteur dont la largeur spectrale est non nulle, il n'est possible de s'affranchir des fluctuations de puissance de la source que dans le cas où elles ne dépendent pas de la longueur d'onde.

Illustration

Connaissant la réponse du réseau de Bragg transducteur, le spectre de la source et le spectre en transmission du filtre discriminateur, on peut obtenir l'expression de $r(\lambda)$.

A titre illustratif, nous prenons le cas d'un réseau de Bragg uniforme servant de transducteur. Sa réponse en réflexion est définie par une largeur à mi-hauteur de 200 pm et une réflectivité maximale de 80% (cf. Figure 3.5). Le spectre de la source est représenté sur la Figure 3.5. Pour le filtre discriminateur, nous considérons le réseau dont la réponse spectrale est représentée sur la Figure 3.2. La réponse $r(\lambda)$ du système de démodulation par filtrage linéaire est représentée sur la Figure 3.6. Sur cette figure, nous avons considéré le réseau de Bragg transducteur comme évoluant sur le flanc gauche du filtre discriminateur tandis que le maximum d'intensité de la source correspond à une longueur d'onde de 1530 nm.

Pour le réseau que nous avons considéré, la Figure 3.6 montre que ce composant de filtrage permet d'effectuer des mesures de la longueur d'onde de Bragg sur une plage de 8 nanomètres avec une incertitude d'environ ± 50 pm sur l'ensemble de cette plage. On peut supposer que le réseau transducteur est utilisé pour mesurer l'allongement d'une structure. Alors, ces valeurs sont équivalentes à une dynamique de mesure de 6800 $\mu\epsilon$ et une incertitude de ± 40 $\mu\epsilon$. L'erreur de linéarité encore relativement importante peut s'expliquer principalement par une adéquation imparfaite de l'indice de réfraction extérieur vis-à-vis de l'indice de réfraction de la gaine optique. Nous verrons comment optimiser cet aspect lors de la caractérisation expérimentale du système de démodulation par filtrage linéaire.

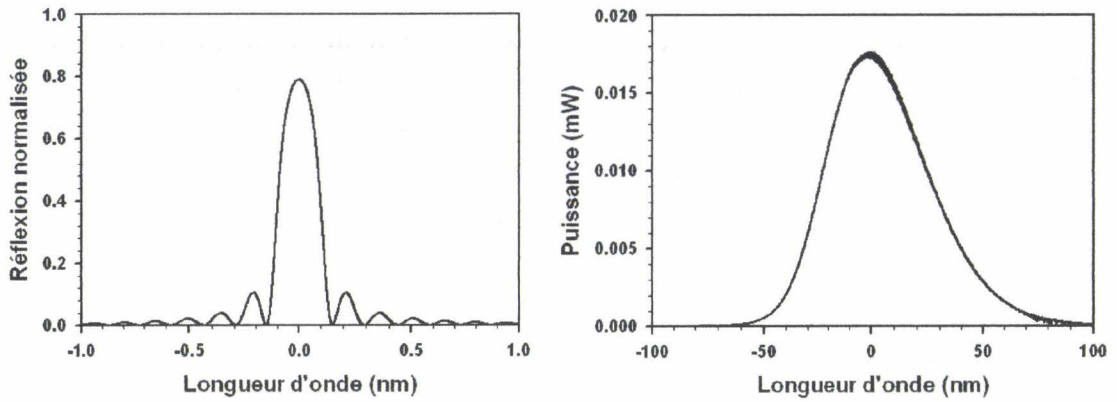


Fig. 3.5: Figure de gauche : Réponse spectrale en réflexion d'un réseau de Bragg de largeur à mi-hauteur de 200 pm et présentant une réflectivité maximale de 80%; **Figure de droite :** Spectre d'émission typique d'une source optique utilisée dans le système de démodulation par filtrage linéaire.

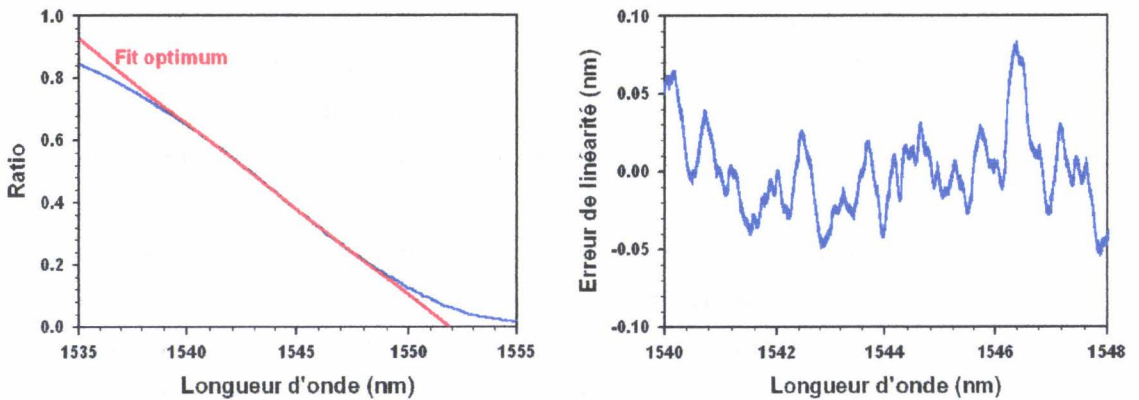


Fig. 3.6: Figure de gauche : Evolution du rapport $r(\lambda)$ entre voie filtrée et voie de référence avec représentation de la régression linéaire optimale (en termes d'étendue et d'erreur de linéarité); **Figure de droite :** Représentation de l'écart à la linéarité en terme de décalage spectral équivalent.

3.2.2 Modélisation de la réponse du système de démodulation

Le paragraphe précédent indique comment modéliser la réponse du système de démodulation à partir des réponses spectrales des divers composants optiques intervenant, à savoir essentiellement la source d'interrogation, le réseau de Bragg transducteur et le filtre optique discriminateur. Comme nous venons de le voir, c'est principalement le filtre discriminateur qui conditionne les caractéristiques métrologiques du système en termes de résolution et d'étendue de mesure. Aussi, pouvoir modéliser correctement la réponse des réseaux de Bragg à traits inclinés utilisés pour le filtrage constitue une étape importante. La modélisation permet de déterminer les caractéristiques du réseau à photoincrire (type de fibre optique, angle d'inclinaison des traits, longueur d'onde de conception, atténuation maximale ...) afin de répondre au gabarit requis. Pour cela, nous utilisons les travaux théoriques présentés au Chapitre II-4 relatifs à la modélisation de la réponse spectrale en transmission d'un réseau de Bragg à traits inclinés pour lequel on réalise l'adaptation d'indice [63]. Grâce à cet outil de modélisation, il nous est possible d'anticiper sur la réponse du filtre discriminateur et donc d'anticiper sur les performances métrologiques du système final. Ainsi, sur la Figure 3.7, nous représentons les spectres expérimentaux et les spectres modélisés correspondant à deux filtres discriminateurs photoinscrits respectivement dans une fibre optique à coeur photosensible seul (fibre STD1, cf. Annexe A) et dans une fibre optique à coeur et gaine photosensibles dont les caractéristiques sont : $r_c = 4,15 \mu m$, $r_g = 62,5 \mu m$, $n_c = 1,4634$ et $n_g = 1,4578$. Pour chaque fibre, les angles d'inclinaison des traits des deux réseaux correspondent aux seconds zéros de réflexion de la résonance de Bragg.

Le bon accord entre les spectres expérimentaux et théoriques, en particulier au niveau des flancs des réponses spectrales, permettent d'exploiter ce modèle de façon satisfaisante afin de déterminer les caractéristiques d'inscription des réseaux de Bragg à traits inclinés devant servir de filtres discriminateurs. Ainsi, comme nous l'avons déjà fait remarquer au Chapitre II-4, pour un angle d'inclinaison des traits θ donné, plus le réseau de Bragg à traits inclinés s'étend dans la gaine optique et plus sa réponse spectrale s'affine (la largeur à mi-hauteur diminue)

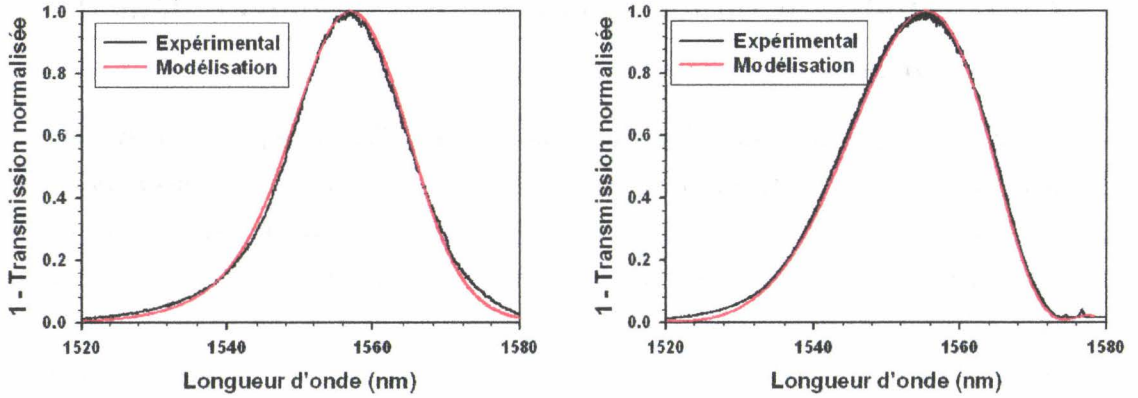


Fig. 3.7: Figure de gauche : Spectres expérimental et modélisé d'un filtre discriminateur réalisé dans une fibre à gaine photosensible et correspondant à un angle d'inclinaison des traits $\theta = 9,3^\circ$; Figure de droite : Spectres expérimental et modélisé d'un filtre discriminateur réalisé dans une fibre à coeur photosensible seul et correspondant à un angle d'inclinaison des traits $\theta = 7,3^\circ$.

tandis que le spectre se symétrise. Aussi, l'utilisation d'une fibre à gaine photosensible permet d'obtenir des filtres discriminateurs de spectres à la fois moins étendus (point avantageux pour envisager des solutions de multiplexage) et plus *pentus*, donc aboutissant à un système de mesure plus sensible et résolvant. Des avantages similaires peuvent être obtenus avec des fibres optiques dont seule la gaine est photosensible (le réseau ne s'inscrit pas dans le coeur) [63].

3.2.3 Influence de la réponse spectrale du réseau de Bragg transducteur

Le filtre discriminateur n'est pas le seul composant dont la réponse spectrale influence de façon significative la réponse du système de démodulation. Il en va de même, quoique dans une moindre mesure, du spectre en réflexion du réseau de Bragg transducteur lui-même. En particulier, à l'aide des méthodes de modélisation des réseaux de Bragg présentés au Chapitre II-3, nous avons examiné l'influence de la largeur du spectre du réseau transducteur ainsi que l'influence de la présence des lobes secondaires de diffraction. Dans tous les cas, nous avons considéré le filtre discriminateur de la Figure 3.2 et la source dont le spectre

d'émission est donné sur la Figure 3.5.

Nous avons tout d'abord étudié l'influence de la largeur à mi-hauteur du réseau de Bragg transducteur en conservant constante la valeur maximale de la réflectivité. Celle-ci est fixée à 80% tandis que la largeur à mi-hauteur évolue comme suit : 100 *pm*, 200 *pm*, 400 *pm* et 800 *pm*. Nous constatons alors que la largeur à mi-hauteur influe essentiellement sur l'aspect de la courbe donnant l'écart à la linéarité de la réponse en fonction de la localisation spectrale du réseau transducteur. Ainsi, sur la Figure 3.8, on peut constater que plus le réseau est large et plus la courbe d'écart à la linéarité est lisse. Augmenter la largeur à mi-hauteur permet de réduire l'erreur de linéarité et donc de minimiser l'incertitude de mesure. Enfin, il faut noter qu'élargir la réponse spectrale du réseau transducteur présente également l'avantage d'augmenter la puissance reçue par chaque photodétecteur et donc améliore le rapport signal à bruit de la mesure. Par contre - et ce point n'a pas été étudié quantitativement - il faut se rappeler que la normalisation pour s'affranchir des fluctuations de puissance de la source optique d'interrogation n'est en théorie valable que si la réponse spectrale du transducteur est infiniment fine. Donc, plus on va augmenter la largeur spectrale du transducteur et plus on risque d'être confronté à des problèmes de fluctuations de puissance.

Le réseau de Bragg transducteur peut également être directement la source d'erreurs sur la réponse du système de démodulation. Cette source d'erreurs est en fait liée à la présence des lobes secondaires de part et d'autre du pic de Bragg principal. La présence d'énergie loin de la longueur d'onde de Bragg est en effet pénalisante en terme de normalisation de la réponse car, plus on s'éloigne d'une réponse spectrale infiniment fine pour le transducteur et moins la normalisation sera efficace pour s'affranchir des fluctuations de puissance optique de la source. Une solution consiste donc à utiliser des réseaux de Bragg présentant une amplitude de modulation d'indice apodisée. Ceci permet de réduire de façon considérable l'importance des lobes secondaires de diffraction [105]. On peut constater en outre sur la Figure 3.9 que l'utilisation d'un réseau de Bragg apodisé permet de réduire les erreurs de linéarité, mais de façon moindre qu'en jouant sur la largeur à mi-hauteur.

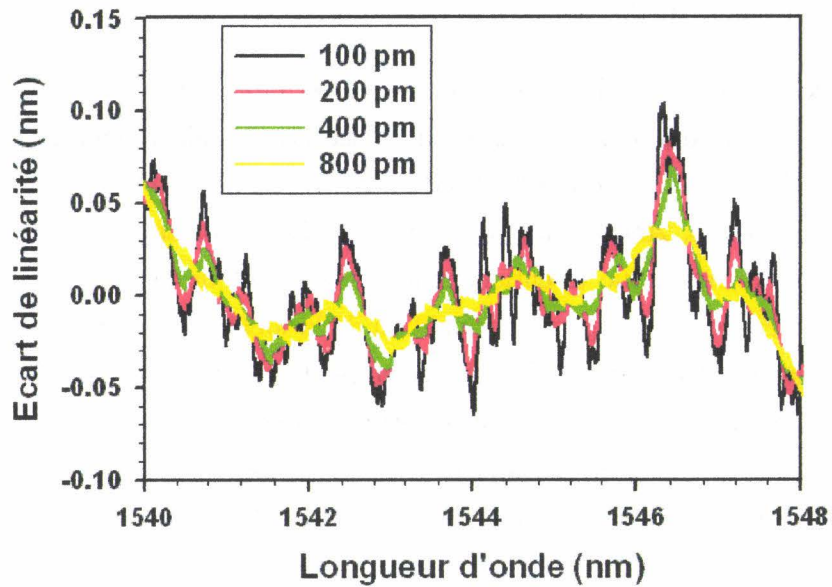


Fig. 3.8: Evolution de l'erreur de linéarité avec la longueur d'onde pour différentes largeurs à mi-hauteur du réseau de Bragg transducteur (100 pm, 200 pm, 400 pm et 800 pm).

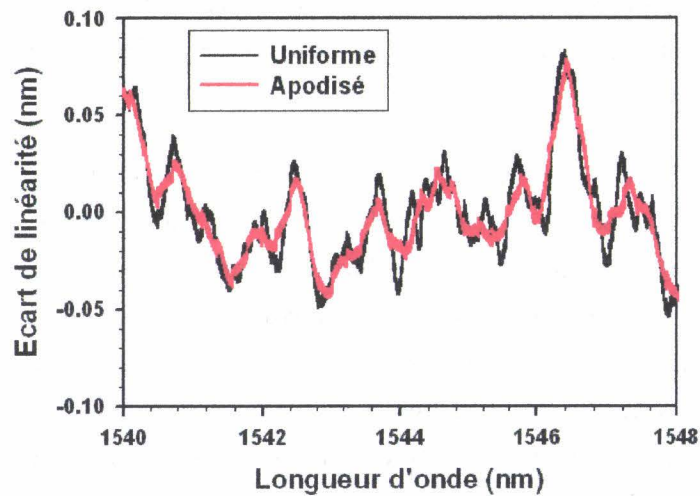


Fig. 3.9: Evolution de l'erreur de linéarité avec la longueur d'onde pour un réseau de Bragg transducteur à profil de modulation d'indice uniforme et pour un réseau présentant un profil de modulation d'indice apodisée selon une fonction gaussienne. Les deux réseaux présentent une même largeur à mi-hauteur de 200 pm et une même réflectivité maximale de 80%.

3.3 Mise en oeuvre et caractérisation métrologique

3.3.1 Banc de calibrage

Afin de pouvoir caractériser ce système de démodulation par filtrage linéaire, nous avons mis en oeuvre un banc mécanique permettant d'exercer une traction longitudinale contrôlée sur un réseau de Bragg transducteur. Pour cela, la fibre contenant le réseau transducteur est fixée entre deux mâchoires. L'une des mâchoires est montée sur une platine de translation motorisée et pilotable par ordinateur. Cette platine permet d'effectuer des déplacements avec une amplitude maximale de 25 mm et une résolution de 0,1 μm . Il nous est donc possible d'appliquer un incrément minimal de déformation longitudinale de l'ordre de 0,1 $\mu\epsilon$ avec une distance entre mâchoires de 1 m. Cet incrément minimal dépend bien entendu de la longueur de fibre optique entre les deux mâchoires.

De façon à nous affranchir d'éventuels décalages de la longueur d'onde de Bragg, sous l'effet de variations de température ambiante, le réseau transducteur est placé dans une pièce métallique régulée en température à l'aide d'un élément Peltier (régulation à $\pm 0,1^\circ\text{C}$). Une rainure a été usinée dans cette pièce de sorte que la fibre optique puisse coulisser librement lors des allongements. La conductivité thermique entre l'élément Peltier et le réseau de Bragg est assurée au moyen d'un liquide.

Au niveau du système de démodulation par filtrage, nous utilisons des coupleurs 2×2 à large bande centrée sur 1550 nm et des photodétecteurs InGaAs fibrés. La source optique est fournie par la société *OptoSpeed*. Elle est centrée sur 1540 nm et couvre une plage spectrale supérieure à 40 nm. Concernant le filtre discriminateur, il est placé dans un module rempli d'un liquide adaptateur d'indice. De façon à optimiser l'adaptation d'indice et minimiser la présence de résonances résiduelles, on modifie l'indice de réfraction du liquide adaptateur en changeant sa température à l'aide d'un élément Peltier. Simultanément, on mesure le spectre en transmission à l'aide d'une source laser accordable spectralement. L'ensemble liquide adaptateur+filtre discriminateur est conditionné de façon à assurer une régulation thermique optimale par l'élément Peltier. Enfin, de façon à minimiser

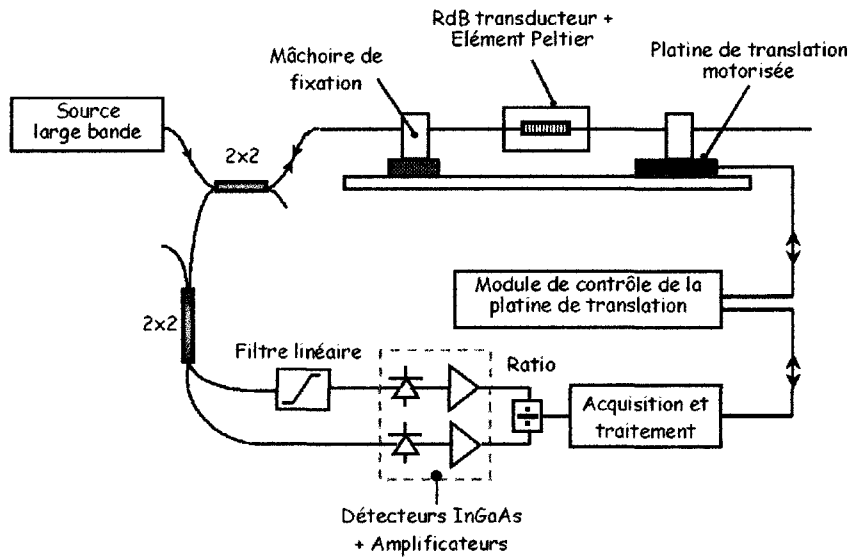


Fig. 3.10: Représentation schématique du montage opto-mécanique permettant la caractérisation et la calibration du système de démodulation par filtrage linéaire.

les problèmes de réflexions parasites, toutes les extrémités de fibre optique sont clivées en biais et plongées dans un liquide adaptateur d'indice. En outre, on dispose d'un réglage au niveau des amplificateurs électroniques disposés après les photodétecteurs, de façon à pouvoir contrôler leur *offset*. Enfin, les photodétecteurs eux-mêmes sont noyés dans une résine évitant que de la lumière parasite pénètre dans le boîtier et génère d'autres *offsets* parasites.

Le schéma du banc de test réalisé est représenté sur la Figure 3.10.

Un logiciel a été développé au laboratoire sous LabView afin de piloter le banc de traction et de réaliser toutes les opérations d'acquisition des données et de traitement (*via* une carte d'acquisition numérique).

3.3.2 Caractérisation métrologique du montage

A l'aide du banc de caractérisation détaillé précédemment, nous avons pu tester la validité du montage de démodulation et estimer en particulier la résolution, l'incertitude et la dynamique de mesure que l'on peut obtenir.

Dynamique de mesure et erreur de linéarité

Une première expérience, que l'on peut qualifier de préliminaire, a été réalisée à l'aide d'un réseau de Bragg à traits inclinés de longueur 8 mm, photoinscrit avec le montage à miroir de Lloyd et présentant un angle d'inclinaison θ_{ext} de 14° . Sa réponse spectrale en transmission est donnée sur la Figure 3.11. Un réseau de Bragg transducteur (gainé polyimide) centré à 1535 nm est disposé sur le banc mécanique de traction. Cette longueur d'onde correspond approximativement au début de la zone optimale de filtrage du filtre discriminateur. Le réseau est prétendu à l'aide de la platine de translation en s'aidant d'une mesure du spectre en transmission de ce réseau transducteur à l'aide d'un analyseur de spectre de type Burleigh. Puis, nous exerçons un allongement correspondant à une déformation longitudinale de $8000 \mu\epsilon$ par pas de $1,125 \mu\epsilon$. Avec le filtre de démodulation, nous avons été en mesure d'obtenir une linéarité de la réponse de $\pm 30 \mu\epsilon$ sur une étendue de mesure allant jusqu'à $5000 \mu\epsilon$ (cf. Figure 3.12). Au-delà d'une déformation longitudinale de $5000 \mu\epsilon$, nous avons observé un écart de plus en plus important par rapport à la droite théorique de filtrage. Cet écart correspond en fait à un glissement de la fibre optique contenant le réseau transducteur par rapport aux mâchoires de fixation. Ce glissement nous a empêché de caractériser des filtres pouvant correspondre à des dynamiques de mesure supérieures à $5000 \mu\epsilon$. L'hypothèse du glissement est corroborée par le fait qu'en ramenant le banc de traction dans sa position initiale, le réseau de Bragg de transduction ne retrouve pas sa longueur d'onde initiale mais est centré sur une longueur d'onde inférieure.

Une seconde expérience a ensuite été conduite à partir d'un autre réseau de Bragg à traits inclinés utilisé comme discriminateur linéaire (fibre à gaine photosensible, $\theta = 6,1^\circ$, $L_r = 10 \text{ mm}$). Nous avons cette fois-ci cherché à réduire l'erreur de linéarité en adaptant finement l'indice de réfraction du liquide d'indice en modifiant sa température à l'aide d'un élément Peltier. Comme précédemment, la réponse du système de démodulation est caractérisée à l'aide du banc mécanique de traction. Cette fois-ci cependant, le réseau de Bragg transducteur a été réalisé au laboratoire mais dans une fibre optique gainée acrylate (contre un gainage polyimide ci-dessus). En raison du choix de ce revêtement, il devient impossible

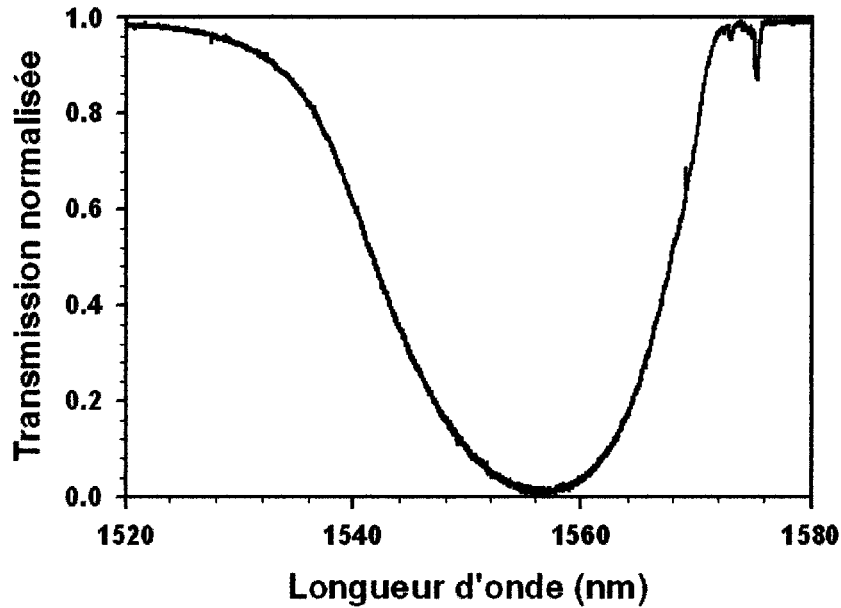


Fig. 3.11: Spectre en transmission normalisé du filtre discriminateur linéaire ($\theta_{ext} = 14^\circ$, $L_r = 8\text{ mm}$).

de serrer les mâchoires de fixation aussi efficacement que dans le cas d'une fibre optique gainée en polyimide, en raison du risque de rupture encouru par la fibre optique. Aussi, à cause du phénomène de glissement, les mesures n'ont pu être réalisées que sur des dynamiques de déformations longitudinales inférieures à $3000\ \mu\epsilon$. En optimisant la température du liquide d'adaptation, il nous a ainsi été possible d'obtenir un filtre discriminateur présentant, dans sa zone optimale d'utilisation, une erreur de linéarité limitée à $\pm 10\ \mu\epsilon$, et ce pour une dynamique de mesure de $2600\ \mu\epsilon$ (cf. Figure 3.13).

Résolution

La résolution du système correspond au minimum de décalage spectral détectable par le système de démodulation. Pour pouvoir l'estimer, nous avons exploité le fait que la platine de translation motorisée du banc mécanique de traction possède une résolution de $0,1\ \mu\text{m}$. La longueur du banc étant de $0,8\ \text{m}$, cette résolution correspond à une déformation longitudinale de $0,125\ \mu\epsilon$. Pour

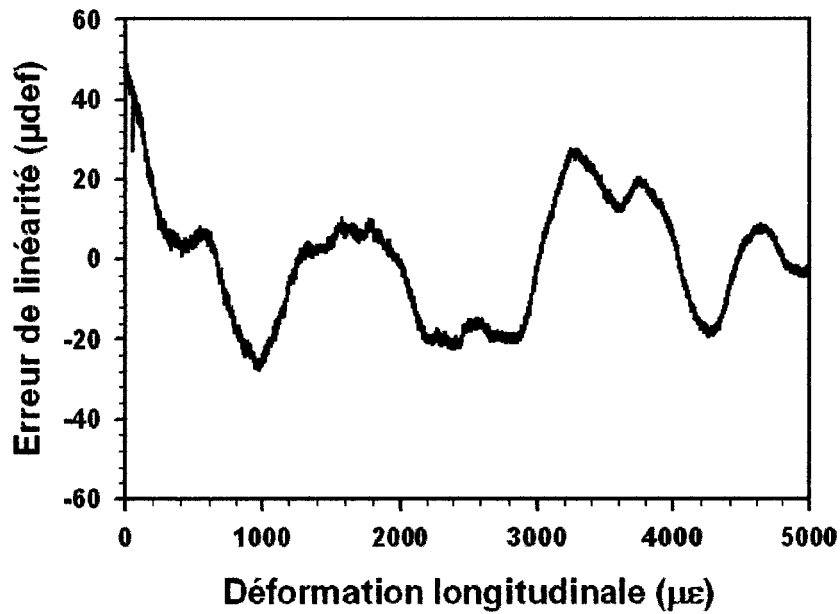


Fig. 3.12: Erreur de linéarité (en μE) pour le filtre discriminateur linéaire ($\theta_{ext} = 14^\circ$, $L_r = 8\text{ mm}$).

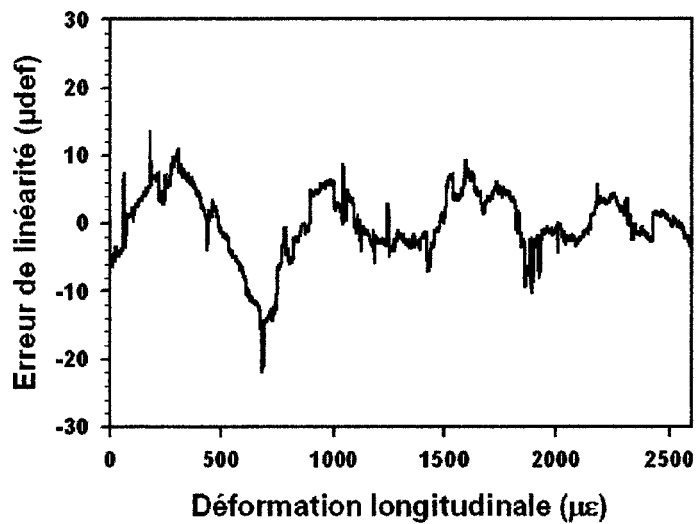


Fig. 3.13: Erreur de linéarité optimale obtenue pour le filtre discriminateur linéaire ($\theta = 6,1^\circ$, $L_r = 10\text{ mm}$) en ajustant l'indice de réfraction du liquide adaptateur à l'aide d'un élément Peltier.

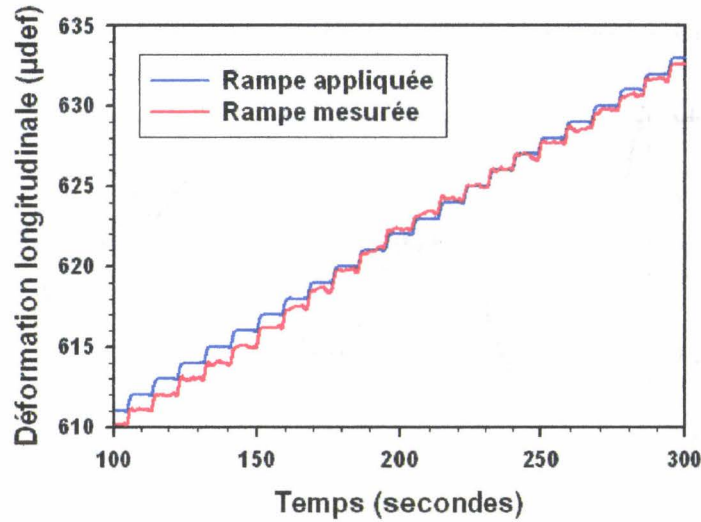


Fig. 3.14: Estimation de la résolution de mesure du système de démodulation par filtrage linéaire.

le test de résolution, nous avons appliquée au réseau de Bragg transducteur une série de rampes de déformations longitudinales correspondant à un incrément élémentaire de $1 \mu\epsilon$. Entre chaque incrément, la platine reste à la même position pendant plusieurs secondes pendant que le système continue à faire l'acquisition des données. Sur la Figure 3.14, nous représentons les mesures obtenues en terme de déformations longitudinales et comparons ces résultats avec la rampe théorique. On constate que le système parvient clairement à résoudre des sauts d'amplitude $1 \mu\epsilon$. Par conséquent, la résolution de la mesure est inférieure à $1 \mu\epsilon$. On peut même estimer que la résolution ultime est sans doute d'une fraction de $\mu\epsilon$. L'écartement progressif entre les deux courbes provient du manque de linéarité du filtre.

3.3.3 Fonctionnement en régime dynamique

Afin de tester le prototype du système de démodulation par filtrage linéaire en régime dynamique, nous avons fixé un réseau de Bragg transducteur entre les deux mâchoires d'un actuateur mécanique de type piézoélectrique. Cet actuateur est produit par la société Piezo Jena System (Allemagne) et permet d'appliquer

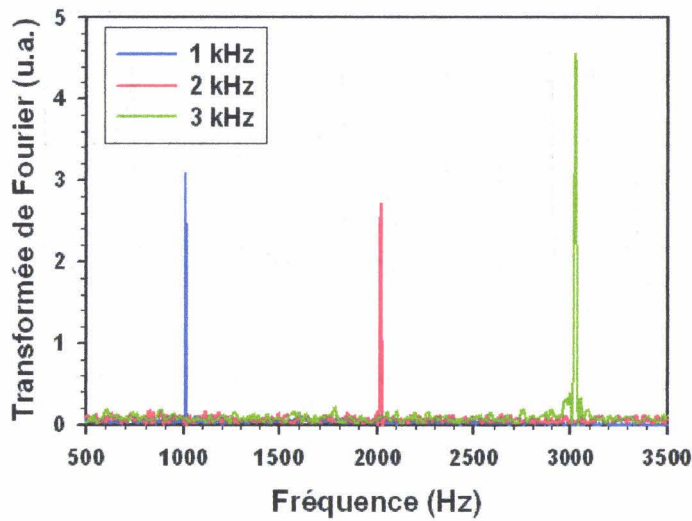


Fig. 3.15: Transformée de Fourier de trois signaux mesurés par le système de démodulation par filtrage linéaire et correspondant à l'application sur l'actuateur mécanique de trois signaux sinusoïdaux de fréquences respectives 1 kHz, 2 kHz et 3 kHz.

à un réseau de Bragg transducteur des déformations longitudinales de plusieurs dizaines de $\mu\epsilon$ à des fréquences de l'ordre de quelques kHz. Le réseau de Bragg transducteur est fixé sur les deux mâchoires à l'aide d'une colle epoxy polymérisant à chaud et après l'avoir localisé précisément le long de la fibre soit à l'aide de la méthode de diffraction transverse (montage de Krug) [84] soit avec la méthode de localisation par effet thermique (méthode du doigt chaud) [135]. Quant à l'actionneur, il est alimenté en moyenne tension (150 V) et peut être modulé par un générateur de signaux sinusoïdaux, carrés ou triangulaires.

Des études préliminaires, déjà menées au sein du laboratoire, ont permis de valider la possibilité d'utiliser ce système de démodulation en régime dynamique à des fréquences allant jusqu'à une dizaine de kHz. Sur la Figure 3.15, nous avons représenté les transformées de Fourier des signaux mesurés lorsque des signaux de type sinusoïdal correspondant à des fréquences de 1 kHz, 2 kHz et 3 kHz sont appliqués au niveau de l'actuateur piézoélectrique. Par ailleurs, sur la Figure 3.16, nous illustrons la réponse du système pour un signal en entrée de type carré appliqué à l'actuateur piézoélectrique.

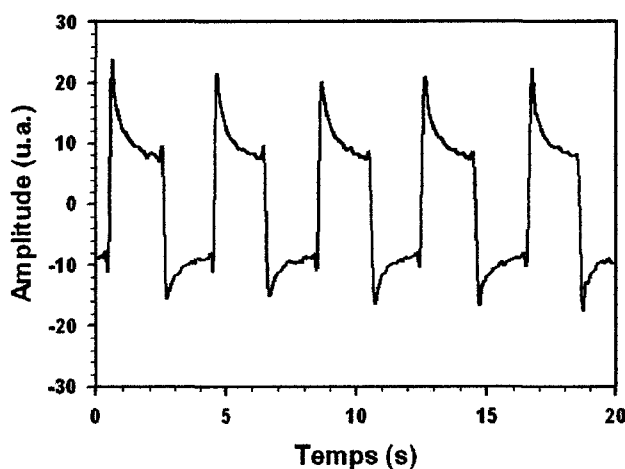


Fig. 3.16: Signal mesuré par le système de démodulation dans le cas d'un signal d'entrée de type carré (0,25 Hz) au niveau de l'actuateur.

3.3.4 Intégration

L'ensemble des tests qui ont été présentés dans ce Chapitre, que ce soit en régime statique ou dynamique, ont été réalisés sur un système non intégré. Depuis ces tests, ce système de démodulation a été intégré sur une unique carte électronique qui peut être insérée dans l'unité centrale d'un ordinateur. Cette carte comporte quatre blocs. Un bloc source se compose d'une source optique à large bande fibrée et émettant dans l'infra-rouge ainsi que les contrôleurs de courant et de Peltier pour la régulation thermique. Un second bloc se compose de la partie de détection et d'amplification électronique des signaux reçus par les photodétecteurs. Ces signaux sont ensuite acquis *via* une carte d'acquisition numérique intégrée dans l'ordinateur et gérée par un programme dédié d'acquisition et de traitement. Un troisième bloc se compose des différents composants optiques que sont les coupleurs et, surtout, le filtre discriminateur linéaire qui est conditionné et régulé en température à l'aide d'un élément Peltier. Enfin, la carte intègre également un commutateur optique de type 1xN permettant d'analyser plusieurs voies de mesure avec la même unité d'interrogation.

3.4 Perspectives

Dans ce chapitre, nous avons décrit l'utilisation de réseaux de Bragg à traits inclinés comme composant de filtrage spectral. Ce type de composant nous a permis de réaliser un système de démodulation de transducteurs à réseaux de Bragg fonctionnant selon un principe de conversion, à l'aide d'une fonction de transfert linéaire, d'un décalage spectral en une variation d'intensité optique détectée. Nous avons réalisé un prototype de ce système de démodulation. Ses performances sont en accord avec le cahier des charges que nous nous étions fixés. Nous avons démontré que ce système permet d'effectuer des mesures de décalages spectraux sur des dynamiques de plusieurs nanomètres. La valeur de la dynamique de mesure peut être accrue en augmentant l'angle d'inclinaison des traits du réseau de Bragg à traits inclinés utilisé pour l'opération de filtrage. Nous sommes en mesure d'atteindre des incertitudes de $\pm 10 \text{ pm}$ avec une résolution inférieure au picomètre. Par ailleurs, nous avons été en mesure d'intégrer tout ce système sur une unique carte électronique compacte. Les tests préliminaires que nous avons conduits valident les possibilités de mesure de ce système en régime dynamique à des fréquences de plusieurs kHz. A l'aide du prototype tout intégré, nous allons poursuivre cette phase de caractérisation en régime dynamique. Nous allons en particulier nous attacher à déterminer les performances du système en terme de rapport signal à bruit en fonction de la bande passante de mesure.

CONCLUSION

CONCLUSION

Dans le cadre de ce travail de doctorat, nous avons mené une étude approfondie de l'utilisation des réseaux de Bragg à traits inclinés photoinscrits dans les fibres optiques monomodes pour le domaine des Capteurs à Fibres Optiques. Nous avons travaillé à la fois sur leurs propriétés de transduction et sur leurs propriétés de filtrage spectral pour leur intégration dans des instrumentations à réseaux de Bragg.

A vocation majoritairement expérimentale, le travail de thèse a consisté dans un premier temps à adapter le montage interférométrique à miroir de Lloyd de photoinscription de façon à pouvoir réaliser des réseaux de Bragg à traits inclinés. L'intégration de cette nouvelle fonctionnalité a ensuite permis de caractériser la réponse spectrale de ces composants vis-à-vis de paramètres tels que l'inclinaison des traits du réseau, sa longueur et les caractéristiques opto-géométriques de la fibre optique utilisée pour la photoinscription. Par ailleurs, en combinant un logiciel commercial de modélisation avec une caractérisation physique des réseaux photoinscrits par une mesure de l'évolution longitudinale de leur amplitude de modulation d'indice (montage dit de Krug), il nous a été possible de modéliser de façon satisfaisante les réponses spectrales expérimentales des réseaux de Bragg à traits inclinés. Il s'est toutefois avéré qu'une modélisation plus précise de ces composants nécessite une connaissance fine à la fois du profil d'indice de réfraction de la fibre optique et de la géométrie, longitudinale et radiale, du motif photoinscrit. Ce dernier point s'est révélé particulièrement crucial pour comprendre les caractéristiques spectrales du couplage vers les modes de gaine générés par un réseau de Bragg présentant une inclinaison nulle de ses traits.

Dans un deuxième temps, nous avons travaillé sur les propriétés de transduction des réseaux de Bragg à traits inclinés vis-à-vis des caractéristiques physico-chimiques d'un milieu environnant. Nous avons ainsi démontré et caractérisé leur sensibilité spectrale par rapport aux changements de la valeur de l'indice de réfraction du milieu extérieur. Nous avons alors développé, validé et breveté une méthode numérique originale permettant d'exploiter cette sensibilité *via* une analyse globale du spectre en transmission (calcul d'enveloppes). Le réfractomètre développé présente deux modes principaux de fonctionnement suivant que l'indice de réfraction du milieu extérieur est supérieur ou inférieur à l'indice de réfraction

CONCLUSION

de la gaine optique.

Dans le premier cas, nous mettons à profit le piégeage de l'énergie lumineuse diffractée vers le continuum de modes radiatifs sous forme de modes dits à pertes. Ces modes trouvent leur origine dans les réflexions de Fresnel générées par l'interface entre la gaine optique et le milieu extérieur. Notre méthode nous permet alors d'effectuer des mesures d'indice de réfraction avec une résolution de l'ordre de 10^{-3} sur des plages allant au moins jusqu'à des valeurs d'indice de réfraction de 1,61 (à 1550 nm et $25^{\circ}C$).

Dans le cas d'un indice de réfraction extérieur inférieur à l'indice de gaine, nous exploitons la conversion du couplage du mode guidé des modes de gaine vers le continuum de modes radiatifs, et réciproquement. Nous sommes alors capables de réaliser des mesures d'indice de réfraction avec une résolution de l'ordre de quelques 10^{-5} et ce sur une dynamique typiquement comprise entre 1,3 et 1,45. Il convient de noter que la dynamique de mesure peut être adaptée par un choix convenable de la valeur de l'angle d'inclinaison des traits du réseau de Bragg. En effet, si la borne supérieure est fixée par la valeur de l'indice de réfraction de la gaine optique, la borne inférieure peut être repoussée en réalisant des réseaux de Bragg présentant des angles d'inclinaison des traits supérieurs à la dizaine de degrés. Une autre solution pour étendre la dynamique consiste à exploiter simultanément la réponse de plusieurs réseaux de Bragg à traits inclinés ne se recouvrant pas spectralement mais ayant des angles d'inclinaison des traits différents.

Pour ces deux modes de fonctionnement, des travaux théoriques ont été menés afin d'expliquer les évolutions des réponses spectrales des réseaux de Bragg à traits inclinés vis-à-vis de l'indice de réfraction du milieu extérieur. Dans les deux cas, les modèles mathématiques consistent à représenter la fibre optique comme une structure cylindrique à trois couches : le coeur, la gaine optique et le milieu extérieur. Ceci permet de prendre en compte l'influence du milieu extérieur sur les caractéristiques des modes : indices effectifs, distribution radiale des champs et coefficients de couplage. Dans le cas d'un milieu extérieur d'indice de réfraction supérieur à celui de la gaine optique, nous sommes en mesure de modéliser la réponse spectrale des réseaux de Bragg à traits inclinés. Dans le cas d'un indice de réfraction extérieur inférieur à celui de la gaine optique, la situation est plus

CONCLUSION

complexe : il est nécessaire de prendre en compte à la fois les modes de gaine et le continuum de modes radiatifs. Dans le cadre de cette thèse, nous avons limité notre étude à l'examen de l'influence de l'indice de réfraction du milieu extérieur sur des coefficients de couplage du mode guidé vers les modes de gaine. Des évolutions de ces travaux théoriques passent précisément par la prise en compte simultanée des deux types de couplage pour aboutir à une modélisation de la réponse spectrale en transmission. Il est également nécessaire de faire intervenir une évolution longitudinale non uniforme du profil de modulation d'indice des réseaux.

Le réfractomètre proposé possède une sensibilité croisée à la température relativement faible ($-1,3 \times 10^{-5} \text{ u.i.r./}^\circ\text{C}$). Il possède en outre les avantages inhérents aux Capteurs à Fibres Optiques intrinsèques, à savoir essentiellement leur immunité électromagnétique et leur faible intrusivité. Son potentiel applicatif est relativement vaste. Il nous a été possible de démontrer son utilisation pour des mesures de salinité de solutions aqueuses ainsi que pour le suivi de cuisson de matériaux composites dans le secteur aéronautique. De façon plus générale, on peut envisager son utilisation dans le secteur de la pétrochimie (caractérisation de produits pétroliers) et dans le secteur de la biochimie. Pour ce dernier secteur, il est probable que l'utilisation de ce réfractomètre passe par le développement d'un corps d'épreuve rendant sa réponse spécifique d'une molécule cible donnée (par exemple pour le suivi de réactions de type anticorps/antigène).

Nous avons également mis en oeuvre les réseaux de Bragg à traits inclinés au sein d'un système de démodulation de la réponse de transducteurs à réseaux de Bragg standard. Dans ce cas, on exploite la linéarité des flancs de la réponse spectrale de réseaux de Bragg à traits inclinés pour lesquels on a réalisé l'adaptation de l'indice de réfraction du milieu extérieur à celui de la gaine optique. Le couplage du mode guidé n'ayant alors plus lieu que vers le continuum de modes radiatifs, la réponse spectrale en transmission présente une forme en cloche parfaitement lisse et de plusieurs nanomètres de large. La quasi linéarité des flancs du spectre permet de les utiliser pour convertir tout décalage spectral de la raie de Bragg d'un transducteur en une variation d'intensité optique.

Cette fonction de démodulation est insérée au sein d'un système opto-électronique

CONCLUSION

mesurant l'intensité du signal transmis et, *via* un calibrage préalable du filtre, il est possible d'en déduire le décalage équivalent de la raie de Bragg du réseau transducteur. Afin de s'affranchir des problèmes de fluctuations de puissance de la source optique et des pertes accidentelles le long des lignes de transmission, le signal mesuré est normalisé à l'aide d'un signal en provenance d'une voie de référence.

Nous avons réalisé un premier prototype de ce système de démodulation. *Via* la réalisation et l'utilisation d'un banc de calibrage, il nous a été possible de déterminer précisément un certain nombre de ses caractéristiques métrologiques. Ainsi, la linéarité du flanc de la réponse spectrale en transmission des réseaux de Bragg à traits inclinés, optimisée par un conditionnement approprié (liquide d'indice thermorégulé), a permis de mesurer des décalages spectraux sur des dynamiques de plusieurs nanomètres avec une incertitude de mesure d'au mieux ± 10 pm. La valeur de la dynamique de mesure est d'autant plus grande que l'inclinaison des traits du réseau est élevée. Quant à l'erreur de linéarité, elle dépend uniquement de la qualité de l'adaptation d'indice. La valeur de l'indice de réfraction du liquide adaptateur doit être contrôlée avec une précision de l'ordre de 10^{-4} . Nous avons également pu démontrer que ce système de mesure pouvait résoudre des décalages spectraux aussi petits que le picomètre. Enfin, ce système peut être utilisé pour effectuer des mesures de décalage spectral de la raie de Bragg aussi bien en régime statique qu'en régime dynamique. On peut ainsi atteindre des fréquences de plusieurs dizaines de kHz : les seules limitations proviennent du rapport signal à bruit et de la bande passante du système électronique d'acquisition et de traitement des données.

En outre, un tel système est très attrayant à la fois en terme de coût (quelques dizaines de milliers de francs pour les composants le constituant) et en terme de compacité. Nous avons ainsi été capables de l'intégrer sur une carte électronique unique n'occupant pas un volume supérieur à 1 dm³.

Enfin, nous avons également développé un logiciel de modélisation de la réponse spectrale des filtres discriminateurs à réseaux de Bragg à traits inclinés (cas de l'adaptation d'indice). Inséré au sein d'un programme modélisant la fonction de transfert du système de démodulation, cet outil permet de déterminer les caractéristiques du filtre discriminateur à réaliser pour répondre à un gabarit

CONCLUSION

donné. Ces caractéristiques concernent aussi bien l'angle d'inclinaison des traits que la longueur d'onde d'inscription et les caractéristiques opto-géométriques de la fibre optique utilisée pour la photoinscription.

Les performances métrologiques de ce système de mesure en termes de résolution, d'incertitude et de dynamique de mesure le rendent tout à fait équivalent à la plupart des systèmes existants à l'heure actuelle. Cependant, de par son faible coût, sa compacité et sa double fonctionnalité de mesure en régime statique et dynamique, il est en mesure de répondre aux besoins des industriels dans des secteurs aussi variés que le Génie Civil, le pétrole, l'aéronautique, la construction automobile et navale.

Annexe A

Annexe A

La fibre optique dénommée STD1 est caractérisée par les paramètres opto-géométriques suivants :

$$\begin{cases} r_c = 5 \mu m \\ r_g = 62,5 \mu m \\ n_c = 1,462 \\ n_g = 1,4582 \end{cases}$$

La fibre optique dénommée STD2 est caractérisée par les paramètres opto-géométriques suivants :

$$\begin{cases} r_c = 4,15 \mu m \\ r_g = 62,5 \mu m \\ n_c = 1,462 \\ n_g = 1,457 \end{cases}$$

BIBLIOGRAPHIE

Bibliographie

- [1] A. ABDELGHANI, J. M. CHOVELON, N. JAFFREZIC-RENAULT, C. RONOT-TRIOLI, C. VEILLAS, et H. GAGNAIRE. – Surface Plasmon Resonance Fibre-Optic Sensor for Gas Detection. – *Sensors and Actuators B*, 38 :407–410, 1997.
- [2] M. ABRAMOWITZ et A. STEGUN. – *Handbook of Mathematical Functions*. – Dover Publications, 1970.
- [3] T. ALLSOP, L. ZHANG, et I. BENNION. – Detection of Organic Aromatic Compounds in Paraffin by a Long-Period Fiber Grating Optical Sensor with Optimized Sensitivity. – *Optics Commun.*, 191 :181–190, Mai 2001.
- [4] F. M. ARAUJO, L. A. FERREIRA, J. L. SANTOS, et F. FARAH. – Demodulation Scheme for Fiber Bragg Grating Sensors Based on Active Control of the Spectral Response of a Wavelength Division Multiplexer. – *Appl. Opt.*, 37(34) :7940–7946, Décembre 1998.
- [5] G. ASCH. – *Les Capteurs En Instrumentation Industrielle*. – Dunod, 1999.
- [6] C. G. ASKINS, M. A. PUTNAM, H. J. PATRICK, et E. J. FRIEBELE. – Fibre Strength Unaffected by on-Line Writing of Single-Pulse Bragg Gratings. – *Electron. Lett.*, 33(15) :1333–1334, 1997.
- [7] A. ASSEH, S. SANDGREN, H. AHNFELDT, B. SAHLGREN, R. STUBBE, et G. EDWALL. – Evanescent Field Refractive Index Sensor Utilizing a Narrow Fibre Bragg Grating and a Tunable DBR Laser. – *SPIE Proc. 2836 Chemical, Biochemical and Environmental Fiber Sensors VIII*, pages 57–68, 1996.
- [8] R. M. A. AZZAM. – Arrangement of Four Photodetectors for Measuring the State of Polarization of Light. – *Opt. Lett.*, 10(7) :309–311, Juillet 1985.

BIBLIOGRAPHIE

- [9] R. M. A. AZZAM. – In-Line Light-Saving Photopolarimeter and its Fiber-Optic Analog. – *Opt. Lett.*, 12(8) :558–560, Août 1987.
- [10] S. BARDAL, A. KAMAL, et P. St. RUSSELL. – Photoinduced Birefringence in Optical Fibers : A Comparative Study of Low-Birefringence and High-Birefringence Fibers. – *Opt. Lett.*, 17(6) :411–413, Mars 1992.
- [11] M. BASS, E. W. Van STRYLAND, D. R. WILLIAMS, et W. L. WOLFE. – *Handbook of Optics*. – McGraw-Hill, 1995.
- [12] M. O. BERENDT, L. GRUNER-NIELSEN, A. BJARKLEV, et C. E. SOCCOLICH. – Reduction of Cladding Mode Coupling Losses in Fiber Bragg Gratings. – *IEEE International Microwave and Optoelectronics Conference*, 1 :281–285, 1999.
- [13] M. O. BERENDT, L. GRUNER-NIELSEN, C. E. SOCCOLICH, et A. BJARKLEV. – Bragg Grating Induced Cladding Mode Coupling Due to Asymmetrical Index Modulation in Depressed Cladding Fibers. – *International Conference on Optical Fiber Communications OFC'98*, (TuA6) :7–8, 1998.
- [14] V. BHATIA. – *Properties and Sensing Applications of Long-Period Gratings*. – Thèse, Virginia Polytechnic Institute and State University, 1996.
- [15] V. BHATIA, T. D'ALBERTO, K. A. MURPHY, et R. O. CLAUS. – Comparison of Optical Fiber Long-Period and Bragg Grating Sensors. – *SPIE Proc.*, 2718 :110–121, 1996.
- [16] V. BHATIA et A. M. VENGSARKAR. – Optical Fiber Long-Period Grating Sensors. – *Opt. Lett.*, 21(9) :692–694, Mai 1996.
- [17] G. P. BRADY, S. HOPE, A. B. Lobo RIBEIRO, D. J. WEBB, L. REEKIE, J. L. ARCHAMBAULT, et D. A. JACKSON. – Demultiplexing of Fibre Bragg Grating Temperature and Strain Sensors. – *Optics Commun.*, 111 :51–54, Septembre 1994.
- [18] L. BRILLAND, D. PUREUR, J. F. BAYON, et E. DELEVAQUE. – Slanted Gratings UV-Written in Photosensitive Cladding Fibre. – *Electron. Lett.*, 35(3) :234–236, Février 1999.
- [19] P. M. CAVALEIRO, F. M. ARAUJO, et A. B. Lobo RIBEIRO. – Metal-Coated Fibre Bragg Grating Sensor for Electric Current Metering. – *Electron. Lett.*, 34(11) :1133–1135, Mai 1998.

- [20] P. K. C. CHAN, W. JIN, J. M. GONG, et M. S. DEMOKAN. – Multiplexing of Fiber Bragg Grating Sensors Using an FMCW Technique. – *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 11(11) :1470–1472, Novembre 1999.
- [21] S. CHANG, C.-C. HSU, T.-H. HUANG, W.-C. CHUANG, Y.-S. TSAI, J.-Y. SHIEH, et C.-Y. LEUNG. – Heterodyne Interferometric Measurement of the Thermo-Optic Coefficient of Single Mode Fiber. – *Chinese Journal of Physics*, 38(3) :437–442, Juin 2000.
- [22] C. DALLE, P. CORDIER, C. DEPECKER, P. NIAY, P. BERNAGE, et M. DOUAY. – Growth Kinetics and Thermal Annealing of UV-Induced H-Bearing Species in Hydrogen Loaded Germanosilicate Fibre Preforms. – *J. of Non-Crystalline Solids*, 1999.
- [23] A. DANDRIDGE et L. GOLDBERG. – Current Induced Frequency Modulation in Diode Lasers. – *Electron. Lett.*, 18 :302–303, 1982.
- [24] A. DANDRIDGE, A. B. TVETEN, et T. G. GIALLORENZI. – Homodyne Demodulation Scheme for Fiber Optic Sensors Using Phase Generated Carrier. – *IEEE J. Quantum Electron.*, 18(10) :1647–1653, Octobre 1982.
- [25] M. A. DAVIS, D. G. BELLEMORE, M. A. PUTNAM, et A. D. KERSEY. – Interrogation of 60 Fibre Bragg Grating Sensors with Microstrain Resolution Capability. – *Electron. Lett.*, 32(15) :1393–1394, Juillet 1996.
- [26] M. A. DAVIS et A. D. KERSEY. – All-Fibre Bragg Grating Strain-Sensor Demodulation Technique Using a Wavelength Division Coupler. – *Electron. Lett.*, 30(1) :75–77, Janvier 1994.
- [27] E. DELEVAQUE, S. BOJ, J. F. BAYON, H. POIGNANT, H. Le MELLOT, M. MONERIE, P. NIAY, et P. BERNAGE. – Optical Fiber Design for Strong Gratings Photoimprinting with Radiation Mode Suppression. – *International Conference on Optical Fiber Communication OFC'95*, (PD5) :343–346, 1995.
- [28] M. P. DELISA, Z. ZHANG, M. SHILOACH, S. PILEVAR, C. C. DAVIS, J. S. SIRKIS, et W. E. BENTLEY. – Evanescent Wave Long-Period Fiber Bragg Grating as an Immobilized Antibody Biosensor. – *Anal. Chem.*, 72(13) :2895–2900, Juillet 2000.



BIBLIOGRAPHIE

- [29] L. DONG, G. QI, M. MARRO, V. BHATIA, L. L. HEPBURN, M. SWAN, A. COLLIER, et D. L. WEIDMAN. – Suppression of Cladding Mode Coupling Loss in Fiber Bragg Gratings. – *J. Lightwave Technol.*, 18(11) :1583–1590, Novembre 2000.
- [30] M. DOUAY, E. FERTEIN, W. X. XIE, P. BERNAGE, P. NIAY, J. F. BAYON, et T. GEORGES. – Thermal Hysteresis of Bragg Wavelengths of Intra-Core Fiber Gratings. – *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 5(11) :1331–1334, Novembre 1993.
- [31] O. DUHEM. – *Contribution À L'étude de Composants de L'optique Guidée Associant Des Cristaux Liquides*. – Thèse, Université d'Artois, 1999.
- [32] O. DUHEM et M. DOUAY. – Effect of UV-Induced Birefringence on Long-Period-Grating Coupling Characteristics. – *Electron. Lett.*, 36(5) :416–417, Mars 2000.
- [33] O. DUHEM, J.-F. HENNINOT, et M. DOUAY. – Study of in Fiber Mach-Zehnder Interferometer Based on Two Spaced 3-dB Long Period Gratings Surrounded by a Refractive Index Higher Than That of Silica. – *Optics Commun.*, 180 :255–262, 2000.
- [34] O. DUHEM, J.-F. HENNINOT, M. WARENGHEM, et M. DOUAY. – Demonstration of Long-Period-Grating Efficient Couplings with an External Medium of a Refractive Index Higher Than That of Silica. – *Appl. Opt.*, 37(31) :7223–7228, Novembre 1998.
- [35] P. E. DYER, R. J. FARLEY, et R. GIEDL. – Analysis of Grating Formation with Excimer Laser Irradiated Phase Masks. – *Optics Commun.*, 115 :327–334, 1995.
- [36] T. ERDOGAN. – Cladding-Mode Resonances in Short- and Long-Period Fiber Gratings Filters. – *J. Opt. Soc. Am. A*, 14(8) :1760–1773, Août 1997.
- [37] T. ERDOGAN. – Fiber Grating Spectra. – *J. Lightwave Technol.*, 15(8) :1277–1294, August 1997.
- [38] T. ERDOGAN. – Cladding-Mode Resonances in Short- and Long-Period Fiber Gratings Filters : Errata. – *J. Opt. Soc. Am. A*, 2000.

BIBLIOGRAPHIE

- [39] T. ERDOGAN et V. MIZRAHI. – Characterization of UV-Induced Birefringence in Photosensitive Ge-Doped Silica Optical Fibers. – *J. Opt. Soc. Am. A*, 11(10) :2100–2105, Octobre 1994.
- [40] T. ERDOGAN, V. MIZRAHI, P. J. LEMAIRE, et D. MONROE. – Decay of Ultraviolet-Induced Fiber Bragg Gratings. – *J. Appl. Phys.*, 76(1) :73–80, Juillet 1994.
- [41] T. ERDOGAN et J. E. SIPE. – Tilted Fiber Phase Gratings. – *J. Opt. Soc. Am. A*, 13(2) :296–313, Février 1996.
- [42] R. P. ESPINDOLA. – 40 dB Fibre Bragg Gratings Written Through the Fibre Coating at 257 Nm. – *International Conference on Optical Fiber Sensor OFS'97*, (PD2-1), 1997.
- [43] R. P. ESPINDOLA, R. M. ATKINS, D. A. SIMOFF, K. T. NELSON, et M. A. PACZKOWSKI. – Fibre Bragg Grating Written Through a Fibre Coating. – *International Conference on Optical Fiber Communication OFC'97*, (PD-4), 1997.
- [44] O. ESTEBAN, M. CRUZ-NAVARETTE, A. GONZALEZ-CANO, et E. BERNA-BEU. – Measurement of the Degree of Salinity of Water with a Fiber-Optic Sensor. – *Appl. Opt.*, 38(25) :5267–5271, Septembre 1999.
- [45] R. FALCIAI, A. G. MIGNANI, et A. VANNINI. – Solution Concentration Measurements by Means of Optical Fiber Long-Period Gratings. – pages 95–98. *SPIE Proc.* 3483, 1998.
- [46] R. W. FALLON, L. ZHANG, A. GLOAG, et I. BENNION. – Identical Broadband Chirped Grating Interrogation Technique for Temperature and Strain Sensing. – *Electron. Lett.*, 33(8) :705–707, Avril 1997.
- [47] R. FECED, M. P. ROE-EDWARDS, S. E. KANELLOPOULOS, N. H. TAYLOR, et V. A. HANDEREK. – Mechanical Strength Degradation of UV Exposed Optical Fibres. – *Electron. Lett.*, 33(2) :157–159, 1997.
- [48] P. FERDINAND. – *Capteurs À Fibres Optiques*. – Lavoisier, 1992.
- [49] P. FERDINAND, B. JARRET, G. KOTROTSIOS, Y. VERBANDT, M. R. H. VOET, et D. TOSCANO. – Mine Operating Accurate STABILITY Control with Optical Fiber Sensing and Bragg Grating Technology : The BRITE

BIBLIOGRAPHIE

- STABILOS Project. – *10th International Conference on Optical Fiber Sensors OFS'94*, Octobre 1994.
- [50] P. FERDINAND, B. JARRET, G. KOTROTSIOS, Y. VERBANDT, M. R. H. VOET, et D. TOSCANO. – Mine Operating Accurate STABILity Control with Optical Fiber Sensing and Bragg Grating Technology : The BRITE STABILOS Project. – *J. Lightwave Technol.*, 13(7), Juillet 1995.
- [51] L. A. FERREIRA et J. L. SANTOS. – Demodulation Scheme for Fibre Bragg Sensors Based on Source Spectral Characteristics. – *Pure Appl. Opt.*, 5 :257–261, 1996.
- [52] K. T. V. GRATTAN et B. T. MEGGITT. – *Optical Fiber Sensor Technology*. – Kluwer Academic Publishers, 2000.
- [53] V. GRUBSKY. – *Photosensitivity of Germanium-Doped Silica Glass and Fibers and its Applications*. – Thèse, University of Southern California, 1999.
- [54] X. J. GU. – Wavelength-Division Multiplexing Isolation Fiber Filter and Light Source Using Cascaded Long-Period Fiber Gratings. – *Opt. Lett.*, 23(7) :509–510, Avril 1998.
- [55] V. HAGEMANN, M. N. TRUTZEL, L. STAUDIGEL, M. ROTHHARDT, H. R. MULLER, et O. KRUMPHOLTZ. – Mechanical Resistance of Draw-Tower Bragg Gratings Sensors. – *Electron. Lett.*, 34(2) :211–212, 1998.
- [56] J. HECHT. – *Understanding Fiber Optics*. – Prentice Hall, troisième Edition, 1999.
- [57] S. J. HEWLETT, J. D. LOVE, G. MELTZ, T. F. BAILEY, et W. W. MOREY. – Coupling Characteristics of Photo-Induced Bragg Gratings in Depressed- and Matched-Cladding Fibre. – *Opt. Quantum Electron.*, 28 :1641–1654, 1996.
- [58] S. J. HEWLETT, J. D. LOVE, G. MELTZ, T. J. BAILEY, et W. W. MOREY. – Cladding-Mode Coupling Characteristics of Bragg Gratings in Depressed-Cladding Fibre. – *Electron. Lett.*, 31(10) :820–821, Mai 1995.
- [59] A. HIDAYAT, P. NIAY, et M. DOUAY. – Stabilité Des Caractéristiques Spectrales de Réseaux de Bragg Photo-Inscrits Dans Une Fibre Optique de

- Télécommunication Au Moyen D'un Laser À ArF. – *Journées Nationales d'Optique Guidée JNOG'2000*, pages 41–43, 2000.
- [60] D. J. HILL et G. A. CRANCH. – Gain in Hydrostatic Pressure Sensitivity of Coated Fibre Bragg Grating. – *Electron. Lett.*, 35(15) :1268–1269, Juillet 1999.
- [61] K. O. HILL. – Aperiodic Distributed-Parameter Waveguides for Integrated Optics. – *Appl. Opt.*, 13(8) :1853–1856, August 1974.
- [62] K. O. HILL, Y. FUJII, D. C. JOHNSON, et B. S. KAWASAKI. – Photosensitivity in Optical Fiber Waveguides : Application to Reflection Filter Fabrication. – *Appl. Phys. Lett.*, 32(10) :647–649, Mai 1978.
- [63] M. J. HOLMES, R. KASHYAP, et R. WYATT. – Physical Properties of Optical Fiber Sidetap Grating Filters : Free-Space Model. – *IEEE J. of Selected Topics in Quantum Electronics*, 5(5) :1353–1365, Septembre 1999.
- [64] M. J. HOLMES, R. KASHYAP, R. WYATT, et R. P. SMITH. – Development of Radiation-Mode Filters for WDM. – In *Proc. Inst. Elect. Eng. Colloq. WDM Technology*, Juin 1998.
- [65] M. J. HOLMES, R. KASHYAP, R. WYATT, et R. P. SMITH. – Ultra Narrow-Band Optical Fibre Sidetap Filters. – In *European Conference on Optical Communications ECOC98*, pages 137–138, Septembre 1998.
- [66] D. A. JACKSON, A. B. Lobo RIBEIRO, L. REEKIE, et J. L. ARCHAMBAULT. – Simple Multiplexing Scheme for a Fiber Optic Grating Sensor Network. – *Opt. Lett.*, 18(14) :1192–1194, Juillet 1993.
- [67] S. W. JAMES, M. L. DOCKNEY, et R. P. TATAM. – Simultaneous Independent Temperature and Strain Measurement Using in-Fiber Bragg Grating Sensor. – *Electron. Lett.*, 32(12), Juin 1996.
- [68] R. C. JORGENSEN et S. S. YEE. – A Fiber-Optic Chemical Sensor Based on Surface Plasmon Resonance. – *Sensors and Actuators B*, 12 :213–220, 1993.
- [69] K. KALLI, G. P. BRADY, D. J. WEBB, D. A. JACKSON, L. ZHANG, et I. BENNION. – Wavelength-Division and Spatial Multiplexing Using a Tandem Interferometers for Bragg Grating Sensor Networks. – *Opt. Lett.*, 20(24), Décembre 1995.

BIBLIOGRAPHIE

- [70] S. KANNAN, J. Z. Y. GUO, et P. J. LEMAIRE. – Thermal Stability Analysis of UV-Induced Fiber Bragg Gratings. – *J. Lightwave Technol.*, 15(8) :1478–1483, Août 1997.
- [71] R. KASHYAP. – *Fiber Bragg Gratings*. – Academic Press, 1999.
- [72] R. KASHYAP, R. WYATT, et R. J. CAMPBELL. – Wideband Gain Flattened Erbium Fibre Amplifier Using a Photosensitive Fibre Blazed Grating. – *Electron. Lett.*, 29(2) :154–155, 1993.
- [73] R. KASHYAP, R. WYATT, et P. F. MCKEE. – Wavelength Flattened Saturated Erbium Amplifier Using Multiple Side-Tap Bragg Gratings. – *Electron. Lett.*, 29(11) :1025–1026, 1993.
- [74] B. S. KAWASAKI, K. O. HILL, D. C. JOHNSON, et Y. FUJII. – Narrow-Band Bragg Reflectors in Optical Fibers. – *Opt. Lett.*, 3(2) :66–68, August 1978.
- [75] A. D. KERSEY et T. A. BERKOFF. – Fiber Grating-Based Sensing System with Interferometric Wavelength-Shift Detection. – *United States Patent*, (5361130), Novembre 1992.
- [76] A. D. KERSEY, T. A. BERKOFF, et W. W. MOREY. – High-Resolution Fibre-Grating Based Strain Sensor With Interferometric Wavelength-Shift Detection. – *Electron. Lett.*, 28(3) :236–238, Janvier 1992.
- [77] A. D. KERSEY, T. A. BERKOFF, et W. W. MOREY. – Fiber-Optic Bragg Grating Strain Sensor with Drift-Compensated High-Resolution Interferometric Wavelength-Shift Detection. – *Opt. Lett.*, 18(1) :72–74, Janvier 1993.
- [78] A. D. KERSEY, T. A. BERKOFF, et W. W. MOREY. – Multiplexed Fiber Bragg Grating Strain-Sensor System with a Fiber Fabry-Perot Wavelength Filter. – *Opt. Lett.*, 18(16) :1370–1372, Août 1993.
- [79] A. D. KERSEY, M. A. DAVIS, H. J. PATRICK, M. LEBLANC, K. P. KOO, C. G. ASKINS, M. A. PUTNAM, et J. E. FRIEBELE. – Fiber Grating Sensors. – *J. Lightwave Technol.*, 15(8) :1442–1462, Août 1997.
- [80] J. M. KIM, K. OH, T. S. PARK, C. S. KIM, et K. JEONG. – Suppression of CLadding-Mode Coupling Loss in Fiber Bragg Gratings by Independent Control of Refractive Index and Photosensitive Profile in a Single-Mode Optical Fiber. – *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 12(11) :1504–1506, Novembre 2000.

BIBLIOGRAPHIE

- [81] H. KOGELNIK. – Filter Response of Non-Uniform Almost-Periodic Structures. – *Bell Syst. Tech. J.*, 55(1) :109–126, 1976.
- [82] Y. KOYAMADA. – Analysis of Core-Mode to Radiation-Mode COupling in Fiber Bragg Gratings with Finite Cladding Radius. – *J. Lightwave Technol.*, 18(9) :1220–1225, Septembre 2000.
- [83] E. KRETSCHMANN et H. RAETHER. – *Z. Naturforsch*, 239 :2927–2930, 1963.
- [84] P. KRUG, R. STOLTE, et R. ULRICH. – Measurement of Index Modulation Along an Optical Fiber Bragg Grating. – *Opt. Lett.*, 20(17) :1767–1769, Septembre 1995.
- [85] A. S. KURKOV, M. DPUAY, O. DUHEM, B. LELEU, J. F. HENNINOT, J. F. BAYON, et L. RIVOALLAN. – Long-Period Fibre Grating as a Wavelength Selective Polarisation Element. – *Electron. Lett.*, 33(7) :616–617, Mars 1997.
- [86] M. LEBLANC, S. T. VOHRA, T. E. TSAI, et E. J. FRIEBELE. – Transverse Load Sensing by Use of Pi-Phase Shifted Fiber Bragg Gratings. – *Opt. Lett.*, 24(16) :1091–1093, Août 1999.
- [87] B. LECONTE. – *Contribution À L'étude de la Photosensibilité Des Fibres En Silice Sous L'effet D'une Insolation Par un Laser À ArF*. – Thèse, Université de Lille (France), 1998.
- [88] P. LECOY. – *Télécommunications Optiques*. – Hermès, 1992.
- [89] B. H. LEE et J. NISHII. – Notch Filters Based on Cascaded Multiple Long-Period Fibre Gratings. – *Electron. Lett.*, 34(19) :1872–1873, Septembre 1998.
- [90] K. S. LEE et T. ERDOGAN. – Fiber Mode Coupling in Transmissive and Reflective Tilted Fiber Gratings. – *Appl. Opt.*, 39(9) :1394–1404, Mars 2000.
- [91] K. S. LEE et T. ERDOGAN. – Fiber Mode Conversion with Tilted Gratings in an Optical Fiber. – *J. Opt. Soc. Am. A*, 18(5) :1176–1185, Mai 2001.
- [92] K. S. LEE et T. ERDOGAN. – Mode Coupling in Spiral Tilted Fibre Grating. – *Electron. Lett.*, 37(3) :156, 2001.

- [93] S. LEGOUBIN. – *Etude Expérimentale et Théorique de la Réponse Spectrale de Composants Photo-Inscrits Dans Des Fibres Optiques*. – Thèse, Université de Lille (France), 1994.
- [94] P. LEMAIRE, R. M. ATKINS, V. MIZRAHI, et W. A. REED. – High Pressure H₂ Loading as a Technique for Achieving Ultrahigh UV Photosensitivity and Thermal Sensitivity in GeO₂ Doped Optical Fibres. – *Electron. Lett.*, 29(13) :1191, 1993.
- [95] H. G. LIMBERGER, D. VARELAS, R. P. SALATHÉ, et G. KOTROSIOS. – Mechanical Degradation of Optical Fibers Induced by UV Light. – *SPIE Proc.*, 2841 :1–9, 1996.
- [96] Y. LIU, L. ZHANG, et I. BENNION. – Fabricating Fibre Edge Filters with Arbitrary Spectral Response Based on Tilted Chirped Grating Structures. – *Meas. Sci. Technol.*, 10(1) :1–3, Janvier 1999.
- [97] J. M. LOPEZ-HIGUERA. – *Optical Sensors*. – Universidad de Cantabria, 1998.
- [98] J. D. LOVE et A. W. SNYDER. – Fresnel's and Snell's Laws for the Multimode Optical Waveguide of Circular Cross Section. – *J. Opt. Soc. Am.*, 65(11) :1241–1247, Novembre 1975.
- [99] B. D. MACCRAITH. – Enhanced Evanescent Wave Sensors Based on Sol-Gel-Derived Porous Glass Coatings. – *Sensors and Actuators B*, 11 :29–34, 1993.
- [100] S. MAGNE, J. BALAGEAS, J. BOUSSOIR, P. FERDINAND, et S. FISCHER. – Métrologie À Réseaux de Bragg Par Filtrage de Poursuite. – *20èmes Journées Nationales d'Optique Guidée JNOG'2000*, pages 197–199, Novembre 2000.
- [101] S. MAGNE, M. DOUAY, P. NIAY, et P. FERDINAND. – Fiabilité Des Réseaux de Bragg Photo-Inscrits Pour la Métrologie : Théorie. – *Journées Nationales d'Optique Guidée JNOG'98*, pages 261–263, Octobre 1998.
- [102] S. MAGNE, M. DOUAY, P. NIAY, E. TERNIER, D. RAZAFIMAHATRATRA, N. ROUSSEL, et P. FERDINAND. – Fiabilité de Réseaux de Bragg Photo-Inscrits Pour la Métrologie : Expérimentations. – *Journées Nationales d'Optique Guidée JNOG'98*, pages 265–267, 1998.

BIBLIOGRAPHIE

- [103] S. MAGNE, S. ROUGEAULT, M. VILELA, et P. FERDINAND. – State-of-Strain Evaluation with Fiber Bragg Grating Rosettes : Application to Discrimination Between Strain and Temperature Effects in Fiber Sensors. – *Appl. Opt.*, 36(36) :9437–9447, Décembre 1997.
- [104] D. MARCUSE. – *Theory of Dielectric Optical Waveguides*. – Academic Press, seconde Edition, 1991.
- [105] C. MARTINEZ. – *Etude et Réalisation de Composants À Réseaux de Bragg Dans Les Fibres Optiques*. – Thèse, Université de Paris-Sud, 1999.
- [106] M. MATSUHARA et K. O. HILL. – Optical-Waveguide Band-Rejection Filters : Design. – *Appl. Opt.*, 13(12) :2886–2888, Décembre 1974.
- [107] M. MATSUHARA, K. O. HILL, et A. WATANABE. – Optical-Waveguide Filters : Synthesis. – *J. Opt. Soc. Am. A*, 65(7) :804–809, Juillet 1975.
- [108] M. J. MATTHEWSON. – Optical Fiber Reliability Models. – *SPIE Proc.*, CR50 :3–31, 1993.
- [109] S. M. MELLE, K. LIU, et R. M. MEASURES. – Method and Apparatus for Measuring the Wavelength of Spectrally Narrow Optical Signals. – *United States Patent*, (5319435), Septembre 1991.
- [110] S. M. MELLE, K. LIU, et R. M. MEASURES. – A Passive Wavelength Demodulation System for Guided-Wave Bragg Grating Sensors. – *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 4(5) :516–518, Mai 1992.
- [111] S. M. MELLE, K. LIU, et R. M. MEASURES. – Practical Fiber-Optic Bragg Grating Strain Gauge System. – *Appl. Opt.*, 32(19) :3601–3609, Juillet 1993.
- [112] G. MELTZ et W. W. MOREY. – Bragg Grating Formation and Germanosilicate Fiber Photosensitivity. – *International Workshop on Photoinduced Self-Organization Effects in Optical Fiber SPIE Proc.*, 1516 :185–199, 1991.
- [113] G. MELTZ, W. W. MOREY, et W. H. GLENN. – Formation of Bragg Gratings in Optical Fibers by a Transverse Holographic Method. – *Opt. Lett.*, 14(15) :823–825, August 1989.
- [114] V. MIZRAHI et J. E. SIPE. – Optical Properties of Photosensitive Fiber Phase Gratings. – *J. Lightwave Technol.*, 11(10) :1513–1517, Octobre 1993.

BIBLIOGRAPHIE

- [115] M. L. NIELSEN, M. O. BERENDT, A. BJARKLEV, et M. G. DYNDGAARD. – Design of Matched Cladding Fiber with UV-Sensitive Cladding for Minimization of Cladding-Mode Losses in Fiber Bragg Gratings. – *Optical Fiber Technology*, 6 :49–60, 2000.
- [116] K. OH, J. M. Kim Nd H. S. SEO, U. C. PAEK, M. S. KIM, et B. H. CHOI. – Suppression of Cladding Mode Coupling in Bragg Grating Using Ge₂O-B₂O₃ Codoped Photosensitive Cladding Optical Fibre. – *Electron. Lett.*, 35(5) :423–424, Mars 1999.
- [117] K. OKAMOTO. – *Fundamentals of Optical Waveguides*. – Academic Press, 2000.
- [118] C. OLSON et D. G. HALL. – Radiation Patterns of Higher Azimuthal Order Spatial Modes from a Concentric-Circle-Grating Waveguide Cavity Using the Volume-Current Method. – *IEEE J. Quantum Electron.*, 34(12) :2298–2307, Décembre 1998.
- [119] B. ORTEGA, L. DONG, W. F. LIU, J. P. de SANDRO, L. REEKIE, S. I. TSYPIA, V. N. BAGRATASHVILI, et R. I. LAMING. – High-Performance Optical Fiber Polarizers Based on Long-Period Gratings in Birefringent Optical Fibers. – *IEEE. Photon. Technol. Lett.*, 9(10) :1370–1372, Octobre 1997.
- [120] F. OUELLETTE. – Dispersion Cancellation Using Linearly Chirped Bragg Grating Filters in Optical Waveguide. – *Opt. Lett.*, 12(10) :847–849, 1987.
- [121] F. OUELLETTE, D. GAGNON, et M. POIRIER. – Permanent Photoinduced Birefringence in a Ge-Doped Fiber. – *Appl. Phys. Lett.*, 58(17) :1813–1815, Avril 1991.
- [122] M. PARENT, J. BURES, S. LACROIX, et J. LAPIERRE. – Propriétés de Polarisation Des Réflecteurs de Bragg Induits Par Photosensibilité Dans Les Fibres Optiques Monomodes. – *Appl. Opt.*, 24(3) :354–357, Février 1985.
- [123] H. PATRICK, S. L. GILBERT, A. LIDGARD, et M. D. GALLAGHER. – Annealing of Bragg Gratings in Hydrogen-Loaded Optical Fiber. – *J. Appl. Phys.*, 78(5) :2940–2945, Septembre 1995.

- [124] H. J. PATRICK, A. D. KERSEY, et F. BUCHOLTZ. – Analysis of the Response of Long Period Fiber Gratings to External Index of Refraction. – *J. Lightwave Technol.*, 16(9) :1606–1612, Septembre 1998.
- [125] J.-P. PEREZ. – *Optique - Fondements et Applications*. – MASSON, 1996.
- [126] T. POULSEN, M. O. BERENDT, A. BJARKLEV, L. GRUNER-NIELSEN, et C. E. SOCCOLICH. – Bragg Grating Induced Cladding Mode Coupling Caused by Ultra-Violet Light Absorption. – *Electron. Lett.*, 34(10) :1007–1009, Mai 1998.
- [127] K. PRAN, G. B. HAVSGARD, R. PALMSTROM, G. WANG, G. A. JOHNSON, B. A. DANVER, et S. T. VOHRA. – Sea-Test of a 27 Channel Fibre Bragg Grating Strain Sensor System on an Air Cushion Catamaran. – *13th International Conference on Optical Fiber Sensors OFS'99 SPIE Proc.*, 3746 :145–148, Avril 1999.
- [128] K. PRAN, G. JOHNSON, A. E. JENSEN, K. A. HEGSTAD, G. SAGVOLDEN, O. FARSUND, C.-C. CHANG, L. MALSAWMA, et G. WANG. – Instrumentation of a High-Speed Surface Effect Ship for Structural Response Characterisation During Seatrials. – *Conference on Smart Structures and Materials SPIE Proc.*, 3986 :372–379, 2000.
- [129] H. RAETHER. – *Surface Plasmons*. – Springer Verlag, 1988.
- [130] Y.-J. RAO. – In-Fibre Bragg Grating Sensors. – *Meas. Sci. Technol.*, 8 :355–375, 1997.
- [131] I. RIANI, C. MULLER, T. LOPEZ, V. CROZ, et P. SANSONETTI. – New and Efficient Technique for Suppressing the Peaks Induced by Discrete Cladding Mode Coupling in Fiber Slanted Bragg Grating Spectrum. – *International Conference on Optical Fiber Communication OFC'2000, (TuH3)*, 2000.
- [132] A. B. Lobo RIBEIRO, L. A. FERREIRA, J. L. SANTOS, et D. A. JACKSON. – Analysis of the Reflective-Matched Fiber Bragg Grating Sensing Interrogation Scheme. – *Appl. Opt.*, 36(4) :934–939, Février 1997.
- [133] A. B. Lobo RIBEIRO, L. A. FERREIRA, M. TSVETKOV, et J. L. SANTOS. – All-Fibre Interrogation Technique for Fibre Bragg Sensors Using a Biconical Fibre Filter. – *Electron. Lett.*, 32(4) :382–383, Février 1996.

- [134] C. RONOT-TRIOLI, A. TROUILLET, C. VEILLAS, et H. GAGNAIRE. – Monochromatic Excitation of Surface Plasmon Resonance in an Optical-Fibre Refractive-Index Sensor. – *Sensors and Actuators A*, 54 :589–593, 1996.
- [135] N. ROUSSEL, S. MAGNE, C. MARTINEZ, et P. FERDINAND. – Measurement of Index Modulation Along Fiber Bragg by Side Scattering and Local Heating Techniques. – *Optical Fiber Technology*, 5 :119–132, 1999.
- [136] E. SALIK, D. S. STARODUBOV, V. GRUBSKY, et J. FEINBERG. – Thermally Stable Gratings in Optical Fibers Without Temperature Annealing. – *International Conference in Optical Fiber Communication OFC'99*, pages 56–58, 1999.
- [137] N. SHIBATA, S. SHIBATA, et T. EDAHIRO. – Refractive Index Dispersion of Lightguide Glasses at High Temperature. – *Electron. Lett.*, 17(8) :310–311, Avril 1981.
- [138] P. SIVANESAN et J. SIRKIS. – Simultaneous Measurement of Temperature and Strain Using a Single Bragg Grating. – *SPIE Proc.*, 3670, Mars 1999.
- [139] A. W. SNYDER. – Leaky-Ray Theory of Optical Waveguide of Circular Cross Section. – *Appl. Phys.*, 4 :273–298, 1974.
- [140] A. W. SNYDER et J. D. LOVE. – *Optical Waveguide Theory*. – Chapman and Hall, 1983.
- [141] A. W. SNYDER et J. D. LOVE. – *Optical Waveguide Theory*. – Chapman and Hall, 1983.
- [142] M. SONG, B. LEE, S. B. LEE, et S. S. CHOI. – Interferometric Temperature-Insensitive Strain Measurement with Different-Diameter Fiber Bragg Gratings. – *Opt. Lett.*, 22(11) :790–792, Juin 1997.
- [143] D. S. STARODUBOV. – Fiber Bragg Gratings with Reflectivity > 97% Polymer Jacket Using Near-UV Light. – *International Conference on Optical Fiber Sensors OFS'97*, (PD1-2), 1997.
- [144] D. S. STARODUBOV, V. GRUBSKY, et J. FEINBERG. – Efficient Bragg Grating Fabrication in a Fibre Through its Polymer Jacket Using Near-UV Light. – *Electron. Lett.*, 33(15) :1331–1333, 1997.

BIBLIOGRAPHIE

- [145] D. B. STEGALL et T. ERDOGAN. – Leaky Cladding Mode Propagation in Long-Period Fiber Grating Devices. – *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 11(3) :343–345, Mars 1999.
- [146] J. STONE. – Optical Fibre Fabry-Perot Interferometer with Finesse of 300. – *Electron. Lett.*, 21(11) :504–505, Mai 1985.
- [147] J. STONE et D. MARCUSE. – Ultrahigh Finesse Fiber Fabry-Perot Interferometers. – *J. Lightwave Technol.*, 4(4) :382–385, Avril 1986.
- [148] S. TAKAHASHI et S. SHIBATA. – Thermal Variation of Attenuation for Optical Fibers. – *J. of Non-Crystalline Solids*, 30 :359–370, 1979.
- [149] E. TERNIER, S. MAGNE, S. ROUGEAULT, P. FERDINAND, B. LECONTE, P. BERNAGE, et P. NIAY. – Caractérisation de Réseaux de Bragg Photoinscrits Dans Des Fibres Optiques Dopées Azote Pour la Mesure Des Hautes Températures. – *18èmes Journées Nationales d'Optique Guidée JNOG'98*, pages 355–357, 1998.
- [150] R. THÉVENIN. – Tests de Comportement À Haute Température de Réseaux de Bragg Photo-Inscrits Dans Le Coeur D'une Fibre Optique. – *Rapport interne CEA*, 1996.
- [151] I. THORMÄHLEN, J. STRAUB, et U. GRIGULL. – Refractive Index of Water and its Dependence on Wavelength, Temperature and Density. – *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 14(4) :933–945, 1985.
- [152] C. TSAO. – *Optical Fibre Waveguide Analysis*. – Oxford University Press, 1992.
- [153] E. UDD et T. E. CLARK. – Fiber Optic Grating Sensor Systems for Sensing Environmental Effects. – *United States Patent*, (5380995), Octobre 1992.
- [154] S. UNGAR. – *Fibres Optiques (Théorie et Applications)*. – Bordas, 1989.
- [155] K. USBECK, W. ECKE, V. HAGEMANN, R. MUELLER, et R. WILLSCH. – Temperature Referenced Fibre Bragg Grating Refractometer Sensor for on-Line Quality Control of Petrol Products. – *International Conference on Optical Fiber Sensors OFS'99*, pages 163–166, 1999.
- [156] I. VAILLANCOURT, X. DAXHELET, S. LACROIX, et N. GODBOUT. – A 99.9Reflection : A Detailed Analysis. – *International Conference on Bragg Gratings, Photosensitivity and Poling BGPP2001*, 2001.

BIBLIOGRAPHIE

- [157] D. VARELAS. – *Mechanical Reliability of Optical Fiber Bragg Gratings*. – Thèse, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 1998.
- [158] S. A. VASILIEV, E. M. DIANOV, O. I. MEDVEDKOV, V. N. PROTOPOPOV, D. M. COSTANTINI, A. IOCCO, H. G. LIMBERGER, et R. P. SALATHE. – Properties of the Cladding Modes of an Optical Fibre Excited by Refractive-Index Gratings. – *Quantum Electronics*, 29(1) :65–68, 1999.
- [159] A. VENGSARKAR, Q. ZHONG, D. INNIS, W. A. REED, P. J. LEMAIRE, et S. G. KOSINSKI. – Birefringence Reduction in Side-Written Photoinduced Fiber Devices by a Dual Exposure Method. – *Opt. Lett.*, 19(16) :1260–1262, Août 1994.
- [160] A. M. VENGSARKAR, P. J. LEMAIRE, J. B. JUDKINS, V. BHATIA, T. ERDOGAN, et J. E. SIPE. – Long-Period Fiber Gratings as Band-Rejection Filters. – *J. Lightwave Technol.*, 14(1) :58–65, January 1996.
- [161] J. L. WAGENER, T. A. STRASSER, J. R. PEDRAZZANI, et J. DEMARCO. – Fiber Grating Optical Spectrum Analyzer Tap. – *Tech. Digest of ECOC'97*, 5(448) :65–68, 1997.
- [162] R. B. WAGREICH, W. A. ATIA, H. SINGH, et J. S. SIRKIS. – Effects of Diametric Load on Fibre Bragg Gratings Fabricated in Low Birefringence Fibre. – *Electron. Lett.*, 32(13) :1223–1224, Juin 1996.
- [163] Q. WANG, A. HIDAYAT, P. NIAY, et M. DOUAY. – Influence of Blanket Postexposure on the Thermal Stability of the Spectral Characteristics of Gratings Written in a Telecommunication Fiber Using Light at 193 Nm. – *J. Lightwave Technol.*, 18(8) :1078–1083, Août 2000.
- [164] P. S. WESTBROOK, T. A. STRASSER, et T. ERDOGAN. – In-Line Polarimeter Using Blazed Fiber Gratings. – *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 12(10) :1352–1354, Octobre 2000.
- [165] O. S. WOLFBEIS. – *Fiber Optic Chemical Sensors and Biosensors*. – CRC Press, 1991.
- [166] M. G. XU, J.-L. ARCHAMBAULT, L. REEKIE, et J. P. DAKIN. – Discrimination Between Strain and Temperature Effects Using Dual-Wavelength Fibre Grating Sensors. – *Electron. Lett.*, 30(13) :1085–1087, Juin 1994.

BIBLIOGRAPHIE

- [167] M. YAMADA et K. SAKUDA. – Analysis of Almost-Periodic Distributed Feedback Slab Waveguide Via a Fundamental Matrix Approach. – *Appl. Opt.*, 26(16) :3474–3478, 1987.
- [168] A. YARIV. – Coupled-Mode Theory for Guided-Wave Optics. – *IEEE J. Quantum Electron.*, 9(9) :919–933, Septembre 1973.
- [169] Q. ZHANG, D. A. BROWN, H. KUNG, J. E. TOWNSEND, M. CHEN, L. J. REINHART, et T. F. MORSE. – Use of Highly Overcoupled Couplers to Detect Shifts in Bragg Wavelength. – *Electron. Lett.*, 31(6) :480–482, Mars 1995.

Publications

Articles publiés

[1] **G. Laffont** and P. Ferdinand, *Sensitivity of slanted fibre Bragg gratings to external refractive index higher than that of silica*, Electronics Letters, Vol. 37, No. 5, pp. 289-290, March 2001.

[2] **G. Laffont** and P. Ferdinand, *Tilted short-period fibre-Bragg-grating-induced coupling to cladding modes for accurate refractometry*, Measurement Science and Technology, Vol. 12, pp. 765-770, July 2001.

Brevet

[1] **G. Laffont** et P. Ferdinand, *Réfractomètre à réseaux de Bragg à traits inclinés*, brevet en cours d'homologation, 2000.

Conférences

[1] **G. Laffont** and P. Ferdinand, *Fibre Bragg grating-induced coupling to cladding modes for refractive index measurements*, 14th International Conference on Optical Fiber Sensors OFS'2000, Venice, Italy, Paper Th 2-6, 11-13 October 2001, contribution orale.

[2] **G. Laffont** et P. Ferdinand, *Réponse spectrale de réseaux de Bragg blazés à un milieu environnant d'indice supérieur à la silice*, 20^{èmes} Journées Nationales d'Optique Guidée JNOG'2000, Toulouse, France, pp. 49-51, 20-22 Novembre 2000, contribution orale.

[3] **G. Laffont** et P. Ferdinand, *Mesure de salinité et suivi de polymérisation d'une résine à l'aide d'un réfractomètre à réseau de Bragg à traits inclinés*, Optix 2001, Marseille, France, 26-28 Novembre 2001, soumis à publication.

[4] P. Ferdinand, S. Magne, V. Dewynter-Marty, C. Martinez, **G. Laffont**, S. Rougeault, V. Gerbe, J. Boussoir and J. Balageas, *Fibre Bragg Grating sensors and instrumentation are now off-the-shelf*, Conference Interferometry in speckle light, Lausanne, Suisse, 25-28 Septembre 2001.

[5] P. Ferdinand, S. Magne, V. Dewynter-Marty, V. Gerbe, L. Maurin et **G. Laffont**, *Toute la lumière sur l'instrumentation à réseaux de Bragg*, Optix2001, Marseille, France, 26-28 Novembre 2001, soumis à publication.

