



**HAL**  
open science

**Contribution à l'optimisation des mesures de  
température et de déformations par capteur à fibre  
optique à réseau de Bragg : application au procédé de  
fabrication des composites par infusion de résine**

Mustafa Demirel

► **To cite this version:**

Mustafa Demirel. Contribution à l'optimisation des mesures de température et de déformations par capteur à fibre optique à réseau de Bragg : application au procédé de fabrication des composites par infusion de résine. Sciences de l'ingénieur [physics]. Ecole Nationale Supérieure des Mines de Saint-Etienne, 2009. Français. NNT : . tel-00440938

**HAL Id: tel-00440938**

**<https://theses.hal.science/tel-00440938>**

Submitted on 14 Dec 2009

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

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

ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE DES MINES DE SAINT-ÉTIENNE

N° d'ordre : 533 MI

## THÈSE DE DOCTORAT

*Présentée par*

Mustafa DEMIREL

*Pour obtenir le grade de*

Docteur de l'École Nationale Supérieure des Mines de Saint-Étienne

Spécialité : Mécanique et ingénierie

CONTRIBUTION À L'OPTIMISATION DES MESURES DE TEMPÉRATURE  
ET DE DÉFORMATIONS PAR CAPTEUR À FIBRE OPTIQUE À RÉSEAU  
DE BRAGG : APPLICATION AU PROCÉDÉ DE FABRICATION  
DES COMPOSITES PAR INFUSION DE RÉSINE

*Soutenue publiquement à Saint-Étienne, le 25 septembre 2009*

Membres du jury

<u>Président :</u>	John BOTSIS	École Polytechnique Fédérale de Lausanne
<u>Rapporteurs :</u>	Christophe BINETRUY	Mines de Douai
	Frédéric JACQUEMIN	UMR CNRS 6183 Université de Nantes
<u>Examineurs :</u>	Emmanuel MARIN	Laboratoire Hubert Curien de Saint-Étienne
Tuteur de thèse	Jérôme MOLIMARD	Mines de Saint-Étienne
Directeur de thèse	Jean-José ORTEU	Mines d'Albi
Tuteur de thèse	Laurent ROBERT	Mines d'Albi
Directeur de thèse	Alain VAUTRIN	Mines de Saint-Étienne
<u>Invité :</u>	Jean-Christophe MINNI	Société Hexcel R&D Avenières

**Spécialités doctorales :**

SCIENCES ET GENIE DES MATERIAUX  
 MECANIQUE ET INGENIERIE  
 GENIE DES PROCEDES  
 SCIENCES DE LA TERRE  
 SCIENCES ET GENIE DE L'ENVIRONNEMENT  
 MATHEMATIQUES APPLIQUEES  
 INFORMATIQUE  
 IMAGE, VISION, SIGNAL  
 GENIE INDUSTRIEL  
 MICROELECTRONIQUE

**Responsables :**

J. DRIVER Directeur de recherche – Centre SMS  
 A. VAUTRIN Professeur – Centre SMS  
 G. THOMAS Professeur – Centre SPIN  
 B. GUY Maître de recherche – Centre SPIN  
 J. BOURGOIS Professeur – Centre SITE  
 E. TOUBOUL Ingénieur – Centre G2I  
 O. BOISSIER Professeur – Centre G2I  
 J.C. PINOLI Professeur – Centre CIS  
 P. BURLAT Professeur – Centre G2I  
 Ph. COLLOT Professeur – Centre CMP

**Enseignants-chercheurs et chercheurs autorisés à diriger des thèses de doctorat (titulaires d'un doctorat d'État ou d'une HDR)**

AVRIL	Stéphane	MA	Mécanique & Ingénierie	CIS
BATTON-HUBERT	Mireille	MA	Sciences & Génie de l'Environnement	SITE
BENABEN	Patrick	PR 2	Sciences & Génie des Matériaux	CMP
BERNACHE-ASSOLANT	Didier	PR 0	Génie des Procédés	CIS
BIGOT	Jean-Pierre	MR	Génie des Procédés	SPIN
BILAL	Essaïd	DR	Sciences de la Terre	SPIN
BOISSIER	Olivier	PR 2	Informatique	G2I
BOUCHER	Xavier	MA	Génie Industriel	G2I
BOUDAREL	Marie-Reine	MA	Génie Industriel	DF
BOURGOIS	Jacques	PR 0	Sciences & Génie de l'Environnement	SITE
BRODHAG	Christian	DR	Sciences & Génie de l'Environnement	SITE
BURLAT	Patrick	PR 2	Génie industriel	G2I
COLLOT	Philippe	PR 1	Microélectronique	CMP
COURNIL	Michel	PR 0	Génie des Procédés	DF
DAUZERE-PERES	Stéphane	PR 1	Génie industriel	CMP
DARRIEULAT	Michel	IGM	Sciences & Génie des Matériaux	SMS
DECHOMETS	Roland	PR 1	Sciences & Génie de l'Environnement	SITE
DESRAYAUD	Christophe	MA	Mécanique & Ingénierie	SMS
DELAFOSSE	David	PR 1	Sciences & Génie des Matériaux	SMS
DOLGUI	Alexandre	PR 1	Génie Industriel	G2I
DRAPIER	Sylvain	PR 2	Mécanique & Ingénierie	SMS
DRIVER	Julian	DR	Sciences & Génie des Matériaux	SMS
FEILLET	Dominique	PR 2	Génie Industriel	CMP
FOREST	Bernard	PR 1	Sciences & Génie des Matériaux	CIS
FORMISYN	Pascal	PR 1	Sciences & Génie de l'Environnement	SITE
FORTUNIER	Roland	PR 1	Sciences & Génie des Matériaux	SMS
FRACZKIEWICZ	Anna	DR	Sciences & Génie des Matériaux	SMS
GARCIA	Daniel	CR	Génie des Procédés	SPIN
GIRARDOT	Jean-Jacques	MR	Informatique	G2I
GOEURIOT	Dominique	MR	Sciences & Génie des Matériaux	SMS
GOEURIOT	Patrice	MR	Sciences & Génie des Matériaux	SMS
GRAILLOT	Didier	DR	Sciences & Génie de l'Environnement	SITE
GROSSEAU	Philippe	MR	Génie des Procédés	SPIN
GRUY	Frédéric	MR	Génie des Procédés	SPIN
GUILHOT	Bernard	DR	Génie des Procédés	CIS
GUY	Bernard	MR	Sciences de la Terre	SPIN
GUYONNET	René	DR	Génie des Procédés	SPIN
HERRI	Jean-Michel	PR 2	Génie des Procédés	SPIN
INAL	Karim	MR	Microélectronique	CMP
KLÖCKER	Helmut	MR	Sciences & Génie des Matériaux	SMS
LAFOREST	Valérie	CR	Sciences & Génie de l'Environnement	SITE
LERICHE	Rodolphe	CR	Mécanique et Ingénierie	SMS
LI	Jean-Michel	EC (CCI MP)	Microélectronique	CMP
LONDICHE	Henry	MR	Sciences & Génie de l'Environnement	SITE
MOLIMARD	Jérôme	MA	Mécanique et Ingénierie	SMS
MONTHEILLET	Frank	DR 1 CNRS	Sciences & Génie des Matériaux	SMS
PERIER-CAMBY	Laurent	PR1	Génie des Procédés	SPIN
PIJOLAT	Christophe	PR 1	Génie des Procédés	SPIN
PIJOLAT	Michèle	PR 1	Génie des Procédés	SPIN
PINOLI	Jean-Charles	PR 1	Image, Vision, Signal	CIS
STOLARZ	Jacques	CR	Sciences & Génie des Matériaux	SMS
SZAFNICKI	Konrad	CR	Sciences & Génie de l'Environnement	DF
THOMAS	Gérard	PR 0	Génie des Procédés	SPIN
VALDIVIESO	François	MA	Sciences & Génie des Matériaux	SMS
VAUTRIN	Alain	PR 0	Mécanique & Ingénierie	SMS
VIRICELLE	Jean-Paul	MR	Génie des procédés	SPIN
WOLSKI	Krzysztof	MR	Sciences & Génie des Matériaux	SMS
XIE	Xiaolan	PR 1	Génie industriel	CIS

**Glossaire :**

PR 0 Professeur classe exceptionnelle  
 PR 1 Professeur 1<sup>ère</sup> catégorie  
 PR 2 Professeur 2<sup>ème</sup> catégorie  
 MA(MDC) Maître assistant  
 DR (DR1) Directeur de recherche  
 Ing. Ingénieur  
 MR(DR2) Maître de recherche  
 CR Chargé de recherche  
 EC Enseignant-chercheur  
 IGM Ingénieur général des mines

Dernière mise à jour le : 22 juin 2009

**Centres :**

SMS Sciences des Matériaux et des Structures  
 SPIN Sciences des Processus Industriels et Naturels  
 SITE Sciences Information et Technologies pour l'Environnement  
 G2I Génie Industriel et Informatique  
 CMP Centre de Microélectronique de Provence  
 CIS Centre Ingénierie et Santé

# Remerciements

Je voudrais remercier ici les personnes qui ont contribué à l'élaboration et à l'aboutissement de ma thèse de doctorat.

Parmi ces personnes, je souhaiterais tout d'abord exprimer ma profonde gratitude envers mes quatre encadrants des Mines d'Albi et de Saint-Étienne : Messieurs Laurent Robert, Jérôme Molimard, Jean-José Orteu et Alain Vautrin. Durant toutes ces années, ils m'ont transmis du savoir, des méthodes et m'ont fait partager leur passion pour la science et la recherche. Avec mes encadrants, j'ai toujours eu l'impression que nous formions une équipe solidaire, robuste, et déterminée à faire aboutir cette étude. J'espère avoir été digne de la confiance qu'ils m'ont accordée.

Grâce à eux, j'ai gardé à l'esprit que j'avais l'opportunité de pouvoir aussi contribuer au savoir universel avec l'oeuvre présente.

Par le biais de coopérations, ils m'ont introduit auprès de laboratoires comme le laboratoire Hubert Curien auprès de monsieur Emmanuel Marin, et dans l'industrie auprès de messieurs Patrick Henrat et Jean-Christophe Minni de la société Hexcel. Je remercie ces trois derniers ainsi que le personnel pour leur accueil et pour leur bienveillante attention qui nous a permis d'avancer dans notre sujet.

Je remercie également l'accueil fait par les deux laboratoires des Mines de Saint-Étienne et d'Albi : le centre SMS et le CROMEP. Je tiens à souligner l'encouragement régulier tout au long de ma thèse de monsieur Gérard Bernhart, à la direction du CROMEP qui n'a pas cessé de m'encourager tout au long de ces années. Je voudrais aussi exprimer ma reconnaissance envers les équipes de ces laboratoires. J'ai une pensée pour Eric Garrigou qui m'a transmis généreusement de son savoir-faire, à Bernadette Degache pour sa disponibilité sans faille.

Enfin, j'ai été heureux de côtoyer des doctorants et personnels passionnés, ouverts aux échanges scientifiques et humains. Pour tous, j'ai une considération et je citerai ceux qui m'ont particulièrement marqué à savoir Mehdi Salem, Peng Wang, Gustavo Silva, Romain Nunez, Pierre-Jacques Liotier, Samia Hmida, Marie-Cécile Robin, Mamy Tombozafy, Fouad Atmani, Serkan Ötles, Mohammed Ben Sekkou, Florian Bugarin, Gilles Dusserre, Sabine Leroux, Serge Tovar, Julien Sniezewski, Nadir Lebaal, Tchadja Kagnaya Traian Branza, Julien Maury, Zeeshan Ahmer, Maxime Bordival, Anwar Hamasaiid, Jacques Harvent et monsieur Abdellah Tayibi. J'en profite aussi pour remercier mes proches amis : Aissa Hilmy, Hamid Kerkour El Miad, Antoine Warin, Frédéric Delaneuville, Selcuk Demir, pour leurs encouragements réguliers.

Egalement, bien que ce ne soit pas de tradition, je tiens à remercier ici un de mes professeurs qui m'a marqué et donné le goût de la recherche tout au long de ma formation initiale, monsieur Robert Bouzerar.

Par ailleurs, en dehors du contexte scientifique, ce travail a évidemment été supporté par ma famille, ma mère et mon père, mon frère Yahya, mes soeurs ainsi que toute la famille de ma compagne. Je suis heureux d'avoir pu leur faire partager cet accomplissement.

Enfin, je dédie de tout mon coeur cette thèse à ma compagne Ayse Makas, qui a été mon plus grand soutien et ma source profonde d'encouragement. Avant même le début de la rédaction, je songeais à cette particulière dédicace. Je suis donc heureux d'achever ce travail par cette pensée initiale.

Liste des figures	10
Liste des tableaux	17
Notations	i
Introduction générale	v
<b>1 Contexte : Optimisation de procédés d'élaboration des composites</b>	<b>1</b>
1.1 Cadre de l'étude . . . . .	1
1.2 Les matériaux composites . . . . .	1
1.2.1 Définition et propriétés . . . . .	1
1.2.2 Avantages et limites . . . . .	3
1.2.3 Constituants . . . . .	5
1.2.3.1 La matrice . . . . .	5
1.2.3.2 Les renforts . . . . .	6
1.2.3.3 Les différents types d'architecture . . . . .	7
1.2.3.4 Description des matériaux employés . . . . .	9
1.2.4 Cycle de cuisson : température, pression . . . . .	9
1.2.5 Domaines d'application . . . . .	9
1.3 Procédés de fabrication des composites . . . . .	10
1.3.1 Énumération des différents procédés . . . . .	10
1.3.2 Les procédés par voie sèches . . . . .	12
1.3.3 Les procédés par voie humides . . . . .	12
1.3.3.1 RTM : <i>Resin Transfer Moulding</i> . . . . .	12
1.3.3.2 RFI : <i>Resin Film infusion</i> . . . . .	13
1.3.3.3 LRI : <i>Liquid Resin Infusion</i> . . . . .	13
1.4 Problématique : l'optimisation du procédé . . . . .	15
1.4.1 Suivi des paramètres du procédé . . . . .	15
1.4.2 Cycle de réticulation de la résine . . . . .	16
1.4.3 Bilan des contraintes et des températures . . . . .	16
1.4.4 Bilan des problèmes . . . . .	17
1.5 Moyens de mesures des paramètres du procédé . . . . .	17
1.5.1 Choix du capteur à fibre optique intégré . . . . .	19
1.5.1.1 Choix de la fibre optique . . . . .	19
1.5.1.2 Choix du FBG, <i>Fiber Bragg Grating</i> . . . . .	19
1.5.1.3 FBG pour la caractérisation mécanique et le suivi de fabrication de composites . . . . .	19
1.5.1.4 FBG pour la détection d'impacts et de délaminage des composites . . . . .	21
1.5.1.5 FBG pour les mesures de déformation résiduelle des composites . . . . .	22
1.5.1.6 FBG pour le suivi des réticulations de résines époxydes . . . . .	23
1.5.1.7 FBG pour la tenue mécanique des pièces composites et des résines . . . . .	23
1.5.2 Objectifs de la thèse . . . . .	26

<b>2</b>	<b>Physique des réseaux de Bragg et principe de mesure du capteur</b>	<b>29</b>
2.1	Introduction . . . . .	29
2.2	Description et fabrication des FBG . . . . .	31
2.2.1	Historique . . . . .	31
2.2.2	Principe : loi de Bragg dans les fibres optiques . . . . .	33
2.2.3	Photo-sensibilité dans la fibre optique et hydrogénation . . . . .	34
2.2.4	Fabrication des FBG . . . . .	35
2.2.4.1	Description des différentes méthodes de fabrication . . . . .	35
2.2.4.2	Application : suivi de fabrication d'un réseau . . . . .	37
2.2.5	Les différents types de FBG . . . . .	39
2.2.5.1	Réseau de Bragg uniforme . . . . .	39
2.2.5.2	Réseau de Bragg étiré ( <i>Chirped</i> ) . . . . .	40
2.2.5.3	Réseau à longue période, <i>Long Period Grating</i> (LPG) . . . . .	40
2.2.5.4	Réseaux de Bragg superposés . . . . .	40
2.2.5.5	Autres réseaux : distribués, inclinés, super-structurés, à saut de phase, photoniques . . . . .	41
2.3	Modélisation des FBG . . . . .	42
2.3.1	La théorie des modes couplés . . . . .	42
2.3.2	Application : simulation numérique . . . . .	45
2.4	Du FBG au capteur : principe et chaîne de mesure . . . . .	46
2.5	Réponses du capteur aux sollicitations externes . . . . .	47
2.5.1	Sensibilité à une variation de température . . . . .	47
2.5.2	Sensibilité à une déformation mécanique uni-axiale . . . . .	48
2.5.3	Réponse à un chargement complexe tri-axial . . . . .	50
2.5.4	Réponse à un chargement transverse . . . . .	50
2.5.5	Sensibilité à une pression hydrostatique . . . . .	51
2.5.6	Sensibilité directe à un champ électromagnétique . . . . .	52
2.5.7	Sensibilités indirectes . . . . .	53
2.5.7.1	Mesure indirecte de champs électriques ou magnétiques . . . . .	53
2.5.7.2	Mesure indirecte d'humidité . . . . .	53
2.5.7.3	Mesure indirecte de concentration et d'hydrogène . . . . .	53
2.5.8	Cas simple du capteur noyé dans un milieu . . . . .	55
2.5.9	Les sensibilités croisées . . . . .	55
2.5.10	Fatigue et hystérésis . . . . .	56
2.6	Applications des FBG . . . . .	56
2.6.1	Application dans les télécommunications . . . . .	56
2.6.2	Applications du FBG en tant que capteur . . . . .	57
2.6.3	Application des FBG aux composites . . . . .	57
2.6.3.1	Étude du comportement des matériaux et procédés des composites . . . . .	57
2.6.3.2	Aéronautique et composites . . . . .	57
2.6.3.3	Embarquements nautiques et composites . . . . .	58
2.6.4	Génie civil . . . . .	59
2.6.4.1	Forages et mines . . . . .	59
2.6.4.2	Structures en bétons . . . . .	59
2.6.4.3	Surveillance des ponts . . . . .	59

2.6.5	Énergie et transport électrique . . . . .	59
2.6.6	Applications médicales et autres . . . . .	61
<b>3</b>	<b>Intrusivité de la fibre optique dans les matériaux composites</b>	<b>63</b>
3.1	Position du problème . . . . .	63
3.1.1	Influence de la fibre optique sur les propriétés mécaniques . . . . .	63
3.1.2	Influence de la fibre optique sur l'arrangement de son environnement . . . . .	66
3.2	Cas des nappes par procédé LRI . . . . .	67
3.2.1	Protocole d'observations des échantillons . . . . .	67
3.2.2	Influence de l'environnement . . . . .	68
3.2.3	Influence du sens d'injection de la résine . . . . .	72
3.2.4	Influence des trames de la nappe de fibre de carbone . . . . .	72
3.3	Cas de nappes UD par voie pré-imprégné . . . . .	77
3.3.1	Influence de l'angle des fibres optiques . . . . .	78
3.3.2	Influence du diamètre de la fibre optique . . . . .	80
3.4	Conclusion sur l'intrusivité . . . . .	80
<b>4</b>	<b>Métrologie et optimisation de la mesure</b>	<b>83</b>
4.1	Recensement des sources d'incertitudes . . . . .	83
4.2	Systèmes d'interrogation et incertitudes associées . . . . .	84
4.2.1	Etat de l'art sur les différents systèmes d'interrogation de FBG . . . . .	84
4.2.1.1	Laser monochromatique accordable . . . . .	84
4.2.1.2	Pseudo-source accordable avec un interféromètre FP . . . . .	84
4.2.1.3	Analyseur de spectre . . . . .	85
4.2.1.4	Spectroradiomètre CCD . . . . .	85
4.2.1.5	Réflectométrie optique à basse cohérence (OLCR) . . . . .	86
4.2.1.6	Interrogation par un filtre linéaire . . . . .	86
4.2.1.7	Interrogation par analyse de transformée de Fourier . . . . .	87
4.2.1.8	Interrogation acousto-optique . . . . .	87
4.2.1.9	Réflectométrie optique dans le domaine temporel (OTDR) . . . . .	88
4.2.1.10	Laser à fréquence verrouillée . . . . .	88
4.2.1.11	Tableau comparatif des systèmes d'interrogation . . . . .	89
4.2.2	Incertitudes de mesure . . . . .	89
4.2.2.1	Vocabulaire métrologique . . . . .	89
4.2.2.2	Estimation des incertitudes associées au système d'interrogation . . . . .	91
4.3	Traitement de l'information et incertitudes associées . . . . .	94
4.3.1	Signaux et spectres caractéristiques . . . . .	94
4.3.2	Méthodes d'extraction de la longueur d'onde de Bragg . . . . .	94
4.3.2.1	Introduction : limites de la méthode du maximum . . . . .	94
4.3.2.2	Méthodes de recherche de $\lambda_B$ . . . . .	95
4.3.2.2.1	Méthode du barycentre . . . . .	95
4.3.2.2.2	Procédure d'ajustement entre un modèle/données expérimentales . . . . .	96
4.3.2.2.3	Modélisation par une fonction Gaussienne . . . . .	97
4.3.2.2.4	Modélisation par une fonction sinus cardinal paramétrée . . . . .	97

4.3.2.2.5	Modélisation par une fonction Lorentzienne . . . . .	97
4.3.2.2.6	Modélisation par une fonction polynomiale . . . . .	98
4.3.2.2.7	Modélisation par le modèle issu de la théorie des modes couplés . . . . .	98
4.3.2.3	Résultat : illustration par un exemple . . . . .	98
4.3.3	Fenêtrage et erreurs associées . . . . .	100
4.3.3.1	Influence de la taille de la fenêtre et erreurs associées . . . . .	101
4.3.3.1.1	Principe . . . . .	101
4.3.3.1.2	Résultats . . . . .	101
4.3.3.2	Influence de l'excentricité de la fenêtre . . . . .	104
4.3.4	Échantillonnage spectral et incertitudes associées . . . . .	105
4.3.5	Bruit et erreurs associées . . . . .	108
4.3.6	Conclusions sur le traitement de l'information . . . . .	111
4.4	Étalonnage du capteur et incertitudes associées . . . . .	112
4.4.1	Les méthodes d'étalonnage . . . . .	112
4.4.1.1	Étalonnage en température . . . . .	112
4.4.1.2	Étalonnage en déformation . . . . .	113
4.4.2	Incertitudes associées à l'étalonnage . . . . .	114
4.4.3	Loi de propagation des incertitudes de l'étalonnage . . . . .	115
4.4.4	Essais préliminaires d'étalonnages en température . . . . .	116
4.4.4.1	Étalonnage dans l'étuve . . . . .	116
4.4.4.2	Étalonnage dans le bain marie . . . . .	116
4.4.5	Essais préliminaires d'étalonnages en déformation . . . . .	118
4.4.5.1	FBG collé sur des éprouvettes . . . . .	118
4.4.5.2	Fibre optique avec des masses suspendus . . . . .	120
4.4.6	Banc d'étalonnage Température/Déformation . . . . .	121
4.4.6.1	Composantes mécaniques . . . . .	121
4.4.6.2	Composantes thermiques . . . . .	122
4.4.7	Étalonnages avec le banc de micro-traction . . . . .	123
4.4.7.1	Étalonnage en déformation . . . . .	123
4.4.7.2	Étalonnage en températures : non linéarité de la réponse . . . . .	123
4.4.7.3	Étalonnages simultanés : estimation des sensibilités croisées . . . . .	125
4.4.7.4	Loi de propagation prenant en compte le terme croisé . . . . .	127
4.5	Dérive du FBG due au "traitement" thermique . . . . .	128
4.6	Conclusion et bilan global des incertitudes . . . . .	130
<b>5</b>	<b>Découplage de la température et de la déformation</b>	<b>135</b>
5.1	Méthodes . . . . .	135
5.1.1	Principe général du découplage . . . . .	135
5.1.1.1	Incertitudes et critère de qualité du découplage . . . . .	137
5.1.2	État de l'art des techniques de découplage . . . . .	138
5.1.2.1	Découplage avec un encapsulement mécanique de référence . . . . .	138
5.1.2.2	FBG enrobés par, ou gravés sur des matériaux distincts . . . . .	138
5.1.2.3	Découplage au moyen de FBG de diamètres distincts . . . . .	139
5.1.2.4	Compensation thermique sur une poutre en flexion et bilame . . . . .	139
5.1.2.5	Découplage avec des FBG disposés spatialement en rosette . . . . .	140



5.1.2.6	Découplage au moyen des FBG étirés ou inclinés . . . . .	141
5.1.2.7	Découplage avec un réseau à Longue Période (LPG) . . . . .	142
5.1.2.8	Découplage basé sur les multiples ordres de diffraction . . . . .	142
5.1.2.9	Découplage avec des FBG superposés à longueurs d'onde distinctes .	142
5.1.2.10	Découplage basé sur des fibres optiques biréfringentes . . . . .	144
5.1.2.11	Découplage en combinant un FBG avec un interféromètre . . . . .	145
5.1.2.12	Autres méthodes de découplage : distinction grâce au dopage, matériau thermo-chromique . . . . .	146
5.1.2.13	Comparaison et tableau récapitulatif des différentes techniques de dé- couplage . . . . .	147
5.1.3	Découplage au moyen d'un FBG combiné avec un thermocouple . . . . .	149
5.1.4	Découplage au moyen de deux FBG superposés à longueurs d'onde et formes spectrales distinctes . . . . .	151
5.1.4.1	Principe . . . . .	151
5.1.4.2	Description . . . . .	151
5.1.4.3	Relations entre longueurs d'onde et sensibilités . . . . .	153
5.1.4.3.1	Effet des longueurs d'onde sur le coefficient opto-thermique .	153
5.1.4.3.2	Effet des longueurs d'onde sur les indices de réfraction . . . .	154
5.1.4.4	Relations entre formes spectrales (ou temps d'exposition) et sensibilités	156
5.1.4.5	Plan d'expérience . . . . .	158
5.1.4.6	Étalonnage . . . . .	160
5.1.4.6.1	Critère de qualité . . . . .	160
5.1.4.6.2	Résultats . . . . .	160
5.1.4.7	Discussion . . . . .	160
5.2	Applications . . . . .	162
5.2.1	Application du découplage thermocouple/FBG aux résines époxydes . . . . .	162
5.2.1.1	Première expérience : résine époxyde à faible retrait . . . . .	162
5.2.1.2	Deuxième expérience : résine époxyde RTM6©, cycle de cuisson à 180°C	167
5.2.1.3	Troisième expérience : résine époxyde RTM6, cycle de cuisson à 140°C	171
5.2.1.4	Expériences supplémentaires : influence du moule . . . . .	173
5.2.2	Application des découplages FBG au procédé LRI . . . . .	180
5.2.2.1	Découplage au moyen de FBG/thermocouple au cours du procédé LRI	180
5.2.2.2	Découplage au moyen de FBG superposés au cours du procédé LRI .	189
5.3	Conclusion sur le découplage . . . . .	190
<b>6</b>	<b>Capteur sous gradients : mesure de champs thermo-mécaniques non uniformes</b>	<b>193</b>
6.1	Position du problème . . . . .	193
6.2	Stratégie d'identification . . . . .	194
6.2.1	Méthodologie . . . . .	194
6.2.2	Problème direct : modélisation des spectres FBG via <i>T-Matrix</i> . . . . .	195
6.2.3	Effet des sollicitations sur les paramètres des sous-réseaux . . . . .	198
6.2.4	Validation de la simulation directe de spectres . . . . .	199
6.2.4.1	Simulation de spectres FBG libres . . . . .	199
6.2.4.2	Simulation de spectres FBG sous sollicitations uniformes . . . . .	199
6.2.4.3	Simulation de FBG sous gradients linéaires . . . . .	202

6.2.4.4	Simulation de spectres FBG soumis à des gradients de formes particulières . . . . .	202
6.2.4.5	Simulation de compressions transverses du FBG, cas tri-axial . . . . .	204
6.2.5	Problème inverse : identification par optimisation . . . . .	205
6.2.5.1	Non unicité de la solution de la méthode des <i>T-Matrix</i> . . . . .	205
6.2.5.2	Validation numérique de l'identification . . . . .	208
6.3	Application aux gradients de température . . . . .	213
6.3.1	Montage expérimental de gradient thermique . . . . .	216
6.3.2	Première expérience pour valider la simulation <i>T-Matrix</i> directe . . . . .	217
6.3.2.1	Aspects expérimentaux . . . . .	217
6.3.2.2	Modélisation numérique par <i>T-Matrix</i> directe . . . . .	217
6.3.3	Deuxième expérience : identification inverse de gradients thermiques . . . . .	220
6.3.3.1	Acquisition des gradients . . . . .	220
6.3.3.2	Identification des gradients . . . . .	223
6.3.4	Conclusion sur l'identification de gradients thermiques . . . . .	225
6.4	Application aux gradients de déformations . . . . .	229
6.4.1	Montage expérimental permettant de générer un gradient de déformation mécanique . . . . .	230
6.4.1.1	L'éprouvette percée pour imposer un gradient mécanique . . . . .	230
6.4.1.2	Acquisition des données et des gradients . . . . .	230
6.4.2	Résultats : identification et comparaison . . . . .	233
6.4.2.1	Comparaison des déformations moyennes mesurées par FBG et par jauge de déformation . . . . .	233
6.4.2.2	Identification des gradients par la méthode <i>T-Matrix</i> inverse . . . . .	235
6.4.2.3	Comparaison entre identification FBG et mesure de champs par stéréocorrélation . . . . .	235
6.4.2.4	Comparaison entre identification FBG et simulation par éléments finis . . . . .	237
6.4.3	Conclusion sur l'identification de gradient de déformation . . . . .	237
	<b>Conclusion générale</b>	<b>241</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>242</b>

1.1	Différents type de renforts de fibres . . . . .	8
1.2	Cycle de cuisson de principe pour une résine : pression et température en fonction du temps (temps de cuisson de 2 à 3 heures) . . . . .	10
1.3	Exemples d'applications des matériaux composites (compilation de diverses sources) . . . . .	11
1.4	Procédé RTM : <i>Resin Transfer Molding</i> . . . . .	13
1.5	Procédé RFI : <i>Resin Film Infusion</i> [Celle 07] . . . . .	14
1.6	Procédé LRI : <i>Liquid Resin Infusion</i> [Celle 07] . . . . .	14
1.7	Infusion progressive de la résine (LRI) . . . . .	15
1.8	Diagramme <i>Temps-Température-Transformation</i> (TTT) de la résine époxy LY 556 [Jochum 99] . . . . .	16
1.9	Comparaison de l'intégration dans le composite de différents capteurs . . . . .	18
1.10	Suivi de la réticulation de la RTM6 [Vacher 04] . . . . .	20
1.11	Empilements $[0_6/90_3]_S$ , $[0_6/90_6]_S$ , $[0_6/90_6]$ avec FBG intégrés [Vacher 04] . . . . .	20
1.12	Suivi du procédé RFI par FBG [Vacher 04] . . . . .	21
1.13	Détection de fissuration et délaminage par FBG intégrés au coeur d'éprouvettes (a) [Okabe 00], (b) [Takeda 06] et (c) [Yashiro 05] . . . . .	21
1.14	Estimation des déformations résiduelles pour 3 composites (verre GF, carbone CF, aluminium FML) [Kuang 01] . . . . .	22
1.15	Suivi de procédé par FBG et caractérisations mécaniques [Guemes 02] . . . . .	22
1.16	FBG pour le suivi de la réticulation des résines [Giordano 04] . . . . .	23
1.17	Mesures de gradient de déformation par FBG et T-Matrix dans les résines [Peters 01] . . . . .	24
1.18	Mesures de déformations avec FBG intégrés dans un stratifié comparé à l'ESPI [Bosia 02] [Bosia 04] . . . . .	24
1.19	Mesures de forces pontantes par FBG [Studer 03] . . . . .	25
1.20	Mesure de gradient de déformation par OLCR/FBG [Colpo 06b] . . . . .	25
1.21	Mesure de gradient de déformation dans l'épaisseur d'une éprouvette technologique de composite [Mulle 07b] . . . . .	26
1.22	Mesure de déformation dans un tube d'enroulement filamentaire [Hernandez 07] . . . . .	26
2.1	Fibre optique . . . . .	30
2.2	Le réseau de Bragg . . . . .	31
2.3	Capteurs FBG commerciaux proposés par la Société FOS&S (a)(b), rosette de FBG du CEA LETI [Magne 97] (c) . . . . .	32
2.4	Analogie de la loi de Bragg . . . . .	32
2.5	Réflexion et transmission dans les FBG . . . . .	33
2.6	Spectre d'onde typique en réflexion et transmission au travers d'un FBG . . . . .	34
2.7	Banc d'inscription à miroir de Lloyd (Laboratoire Hubert Curien) . . . . .	36
2.8	Banc d'inscription par masque de phase [Prakash 06] . . . . .	37
2.9	Evolution d'un spectre FBG en fonction du temps d'exposition lors de sa gravure . . . . .	38
2.10	Loi en puissance de la profondeur du pic au cours de l'exposition aux UV [Lee 06] . . . . .	38
2.11	Observation au microscope à polarisation différentielle [Rollinson 05] . . . . .	39
2.12	Puissance transmise par 4 FBG superposés sur la même fibre optique . . . . .	41
2.13	Principaux types de FBG . . . . .	42
2.14	Effet de la variation de $\delta n$ sur la réponse spectrale d'un FBG à L fixé . . . . .	45

2.15	Effet de la variation de la longueur L sur la réponse spectrale d'un FBG à $\delta n$ fixé . . .	46
2.16	Non linéarité des sensibilités thermiques des FBG [Pal 04] . . . . .	48
2.17	Effet sur la réponse spectrale d'une compression transverse de FBG [Peng 05] . . . . .	51
2.18	Capteur FBG d'humidité [Yeo 05] . . . . .	54
2.19	Réponse du FBG à une variation de concentration dans une solution [Sang 07] . . . . .	54
2.20	Réponse du FBG à la concentration d'hydrogène [Sutapun 99] . . . . .	55
2.21	Orientation des capteurs à fibre optique en 2003, [Lee 03] . . . . .	57
2.22	Patch FBG pour le SHM sur des structures d'avions militaires australiens [Baker 04] .	58
2.23	Instrumentation par FBG distribués d'une poutre en béton [Moyo 05] . . . . .	60
2.24	Instrumentation du Ma Tsing (Honk Hong) par 40 FBG distribués [Chan 06] . . . . .	60
2.25	Surface tactile réalisée avec FBG distribués . . . . .	61
3.1	Effet de la fibre optique sur les champs de contraintes locales [Vacher 04] . . . . .	63
3.2	Influence des fibres optiques sur la durée de vie sous fatigue cyclique d'éprouvettes UD verre/époxy [Lee 95] . . . . .	65
3.3	Effet de la fibre optique sur une éprouvette soumise à une flexion [Ling 05] . . . . .	65
3.4	Fibre optique insérée au milieu de renforts de carbone sens parallèle et sens perpendi- culaire aux fibres de carbone [Vacher 04] . . . . .	66
3.5	Exemples de perturbation engendrée par la fibre optique . . . . .	67
3.6	Prélèvement d'échantillons dans la plaque de composite avec fibre optique intégrée . .	68
3.7	Observations au microscope optique de fibre optique intégrée dans un composite à base de tissu UD (Hexcel G115 D1300) . . . . .	69
3.8	Séquence d'empilement pour les 6 cas d'environnements étudiés . . . . .	70
3.9	Défauts en fonction du nombre de plis environnant (cas parallèle) . . . . .	70
3.10	Défauts en fonction du nombre de plus environnants (cas perpendiculaire) . . . . .	71
3.11	Défauts (cas mixte) . . . . .	72
3.12	Influence du sens d'injection de la résine sur les défauts . . . . .	73
3.13	Nappes UD de carbone avec trames, (Hexcel G115 D1300) . . . . .	73
3.14	Méthode d'observation dans la profondeur de l'échantillon le long de la fibre optique .	74
3.15	Observations des défauts le long de la fibre optique (nappe UD tramé LRI) . . . . .	75
3.16	Évolution des tailles des défauts sur une profondeur progressive de fibre optique . . . .	76
3.17	Tisus UD de carbone avec deux cas possibles de position de fibre optique . . . . .	76
3.18	Cadre de positionnement des fibres optiques . . . . .	77
3.19	Fibre optique intégrée dans un composite à base de pré-imprégné UD carbone . . . . .	78
3.20	Observations en fonction de l'angle entre fibre optique et fibres de carbone . . . . .	79
3.21	Tailles des défauts en fonction des angles entre la fibre optiques et les fibres de carbone (pré-imprégnés) . . . . .	79
3.22	Défauts induits par l'introduction de fibre de différents diamètres . . . . .	80
3.23	Défauts d'intrusivité en fonction du diamètre de la fibre optique . . . . .	81
3.24	Observations de fibres optiques de différents diamètres (a) : 125 $\mu m$ , (b) : 50 $\mu m$ [Ta- keda'05] . . . . .	81
4.1	Chaîne de mesure du capteur FBG . . . . .	83
4.2	Montages à sources accordables . . . . .	85
4.3	Montage spectrométrie CCD [Othonos 99] . . . . .	85

4.4	Principe de mesure de gradient de déformation avec l'OLCR [Colpo 06b] . . . . .	86
4.5	Montage avec un filtre linéaire [Othonos 99] . . . . .	87
4.6	Montage d'interrogation de FBG par transformée de Fourier [Davis 95] . . . . .	87
4.7	Montage d'interrogation de FBG par principe acousto-optique [Xu 93] . . . . .	88
4.8	Acquisition répétée de spectres FBG . . . . .	91
4.9	Distribution pour une longueur d'onde choisie . . . . .	92
4.10	$\delta P_{apparent}$ et $dP/d\lambda$ . . . . .	92
4.11	Erreur en longueur d'onde ( $\delta\lambda$ ) . . . . .	93
4.12	Différentes représentation et échelles des spectres . . . . .	95
4.13	$\lambda_B$ vraie et $\lambda_{Maximum}$ . . . . .	95
4.14	Paramètres de dimensionnement du spectre et de la fenêtre d'acquisition . . . . .	97
4.15	Méthodes de recherche de $\lambda_B$ par ajustement sur des modèles de fonction . . . . .	99
4.16	Comparaison $\lambda_B$ ajustée et $\lambda_{Maximum}$ (mesurages successifs) . . . . .	100
4.17	Mesure du spectre FBG en réflexion à résolution maximum (1 pm) . . . . .	101
4.18	Influence de la taille de la fenêtre sur l'extraction de $\lambda_B$ (toutes méthodes) . . . . .	102
4.19	Influence de la taille de la fenêtre sur l'extraction de $\lambda_B$ (méthode Barycentre) . . . . .	102
4.20	Trois tailles de fenêtre (TF) . . . . .	103
4.21	Influence de l'excentricité de la fenêtre sur l'extraction de $\lambda_B$ . . . . .	104
4.22	Influence de l'échantillonnage avec la méthode du maximum du tableau sur l'extraction de $\lambda_B$ . . . . .	106
4.23	Influence de l'échantillonnage avec les méthodes d'extraction de $\lambda_B$ . . . . .	107
4.24	Acquisition avec Advantest de deux spectres avec niveau de bruit différents . . . . .	109
4.25	Dispersion des valeurs de $\lambda_B$ sur deux types de spectres . . . . .	109
4.26	Bruitage progressif du spectre . . . . .	110
4.27	Influence du bruit gaussien sur l'extraction de $\lambda_B$ en fonction des méthodes . . . . .	110
4.28	Écart-type de $\lambda_B$ en fonction du niveau du bruit $R(N/S)_{Lin}$ . . . . .	111
4.29	Incertitudes de la droite d'étalonnage . . . . .	115
4.30	Étalonnage du FBG avec deux dispositifs distincts . . . . .	117
4.31	Fibre optique fixée sur une éprouvette instrumentée par jauges pour l'étalonnage en déformation . . . . .	118
4.32	Étalonnage en déformation FBG (fixés ou intégrés) sur éprouvettes de traction . . . . .	119
4.33	Étalonnages en déformation avec masses suspendues sur la fibre optique . . . . .	120
4.34	Banc d'étalonnage en température et déformation du capteur FBG . . . . .	122
4.35	Étalonnages en déformation avec le banc métrologique . . . . .	123
4.36	Étalonnages en température avec le banc métrologique . . . . .	124
4.37	Résidus en longueur d'onde des étalonnages en fonction de l'ordre d'ajustement . . . . .	125
4.38	Étalonnages avec variation de T et $\epsilon$ simultanées . . . . .	126
4.39	Évolution des sensibilités en fonction du paramètre tiers . . . . .	127
4.40	Évolution du spectre FBG au cours du traitement thermique . . . . .	128
4.41	Évolution de la longueur d'onde de Bragg au cours du traitement thermique . . . . .	129
4.42	Évolution des paramètres du spectre au cours du traitement thermique . . . . .	129
4.43	Répartition des sources d'incertitude dans le cas d'une mesure de déformation . . . . .	133
4.44	Répartition des sources d'incertitude dans le cas d'une mesure de température . . . . .	134
4.45	Répartition des sources d'incertitudes pour une mesure simultanée de température et de déformation . . . . .	134

5.1	Compensation thermique avec une poutre bimétallique [Tian 05] . . . . .	140
5.2	Spectres de deux FBG superposés, à longueurs et formes spectrales distinctes . . . . .	152
5.3	Évolution du coefficient opto-thermique en fonction de la longueur d'onde . . . . .	154
5.4	Évolution des indices de réfraction de la silice en fonction des longueurs d'onde et des températures . . . . .	155
5.5	Évolution de l'indice de réfraction d'un film de SiO <sub>2</sub> avec l'exposition aux UV [Moujoud 02]	156
5.6	Comparaison des formes de spectres . . . . .	157
5.7	Évolution de l'amplitude de modulation d'indice $\delta_n$ et de la réflectivité R en fonction du temps d'insolation au laser UV lors de l'inscription du FBG . . . . .	158
5.8	Influence des écarts de longueurs d'onde et des formes spectrales sur les erreurs de mesures de déformation . . . . .	161
5.9	FBG et thermocouple pour le suivi de réticulation de résine epoxyde . . . . .	162
5.10	Évolution des températures relevées par thermocouple au cours de la cuisson d'une résine époxyde . . . . .	163
5.11	$\lambda_B$ au cours de la cuisson . . . . .	164
5.12	Longueur d'onde de Bragg en fonction de la température lors de la cuisson d'une résine époxyde . . . . .	164
5.13	Déformations au cours de la réticulation d'une résine époxyde . . . . .	166
5.14	Marque de l'avancement de la réaction par FBG : analogie entre l'évolution de la déformation pendant la phase de cuisson isotherme et le degré d'avancement de réticulation d'une résine époxyde . . . . .	167
5.15	Températures mesurées par thermocouples au cours de la cuisson de résine RTM6 au niveau du four, du moule et de la résine, cas 180°C . . . . .	168
5.16	$\lambda_B$ mesurée au cours du temps pendant la cuisson de la RTM6, cas 180°C . . . . .	168
5.17	$\lambda_B$ en fonction de la température pendant le cycle de cuisson de la résine RTM6, cas 180°C . . . . .	169
5.18	Suivi de la déformation totale et de la température par FBG combiné avec thermocouple lors du cycle de cuisson de la résine RTM6, cas 180°C . . . . .	170
5.19	Avancement de la réaction de cuisson de la résine RTM6, cas 180°C . . . . .	170
5.20	Températures mesurées au cours de la cuisson de résine RTM6 au niveau du four, du moule et de la résine, cas 140°C . . . . .	171
5.21	$\lambda_B$ mesurée au cours du temps pendant la cuisson de la RTM6, cas 140°C . . . . .	172
5.22	$\lambda_B$ en fonction de la température pendant le cycle de cuisson de la résine RTM6, cas 140°C . . . . .	172
5.23	Suivi de la déformation totale et de la température par FBG combiné avec thermocouple lors du cycle de cuisson de la résine RTM6, cas 140°C . . . . .	173
5.24	Avancement de la réaction de cuisson de la résine RTM6, cas 140°C . . . . .	173
5.25	Comparaison des "moules" utilisés pour réaliser des cuissons de résines époxydes sur différents supports (téflon, métallique, composite) . . . . .	174
5.26	Influence du matériau du moule sur la mesure FBG lors de la cuisson de résine RTM6 : suivi des longueurs d'onde en fonction du temps. ① Montée en température; ② Palier de cuisson; ③ Refroidissement . . . . .	177
5.27	Influence du matériau du moule sur la mesure thermo-mécanique lors de la cuisson de résine RTM6 : suivi des déformations totales et des températures. ① Montée en température; ② Palier de cuisson; ③ Refroidissement . . . . .	178

5.28	Influence du matériau du moule sur la mesure FBG lors de la cuisson de résine RTM6 : suivi des longueurs d'onde en fonction des températures. ① Montée en température; ② Palier de cuisson; ③ Refroidissement . . . . .	179
5.29	Infusion de la résine dans la préforme lors du procédé LRI . . . . .	180
5.30	Première infusion : dispositif de suivi des paramètres procédé LRI par FBG et thermocouples . . . . .	181
5.31	Températures relevées au cours de la fabrication du composite par LRI via les thermocouples . . . . .	182
5.32	Suivi des longueurs d'onde des FBG au cours du procédé LRI infusion . . . . .	182
5.33	Suivi des longueurs d'onde de Bragg en fonction de la température pendant le procédé LRI . . . . .	183
5.34	Déformation totale calculée avec FBG/thermocouple . . . . .	183
5.35	Déformation totale en fonction de la température pendant le procédé d'infusion LRI (première infusion) . . . . .	184
5.36	Deuxième infusion : dispositif de suivi du procédé LRI par FBG, thermocouples distribués et jauge de déformation . . . . .	185
5.37	Températures relevées par les 7 voies de thermocouples au cours du procédé LRI (2 <sup>ème</sup> infusion) . . . . .	185
5.38	Suivi des longueurs d'onde des FBG au cours du procédé LRI infusion . . . . .	186
5.39	Suivi des longueurs d'onde de Bragg en fonction de la température pendant le procédé LRI . . . . .	186
5.40	Déformation calculée avec FBG/thermocouple . . . . .	187
5.41	Déformation mesurée par jauge électrique de déformation . . . . .	188
5.42	Déformation totale en fonction de la température pendant le procédé d'infusion LRI-Mesuré par FBG (deuxième infusion) . . . . .	188
5.43	Étalonnages en températures et en déformations des FBG superposés [2 : 3] . . . . .	189
5.44	Comparaison entre les températures mesurées par thermocouple et les températures découplées par la méthode des FBG doubles pendant le procédé LRI . . . . .	189
5.45	Comparaison des déformations découplés par la méthode thermocouple/FBG et la méthode des FBG doubles pendant le procédé LRI . . . . .	190
6.1	Évolution du spectre d'un FBG selon l'homogénéité des sollicitations . . . . .	193
6.2	Stratégie d'identification des gradients . . . . .	195
6.3	Discrétisation du FBG en sous-réseaux uniformes . . . . .	197
6.4	Comparaison <i>T-Matrix</i> avec les travaux de [Erdogan 97] ( $\overline{\delta n_{eff}} = 4.10^{-4}$ , $\lambda_B = 1559$ nm, $L = 1mm$ ) . . . . .	200
6.5	Comparaison <i>T-Matrix</i> avec les travaux de [Erdogan 97], deux cas : $\kappa L = 2$ et $\kappa L = 8$ . . . . .	200
6.6	Simulation de FBG soumis à une montée homogène de température . . . . .	201
6.7	Simulation de FBG soumis à une traction simple . . . . .	201
6.8	Cas test de <i>T-Matrix</i> direct de FBG soumis à des gradients de température constants . . . . .	202
6.9	Comparaison des simulations <i>T-Matrix</i> de cette étude et Peters [Peters 01] . . . . .	203
6.10	Cas test de <i>T-Matrix</i> direct de FBG soumis à des gradients de température de formes particulières . . . . .	203
6.11	Effet de la biréfringence issue de [Vacher 04] . . . . .	204

6.12 Simulation par <i>T-Matrix</i> de l'effet de la biréfringence : compression transverse avec $\varepsilon_{22} = -2\varepsilon_{33}$ imposés et progressifs (valeurs indiquées en micro-déformation) . . . . .	205
6.13 Évaluation du résidu avec la variation d'un paramètre d'angle $\theta$ du profil de gradient . . . . .	206
6.14 Évaluation du résidu avec la variation de deux paramètres du profil de gradient . . . . .	206
6.15 FBG soumis à des gradients de températures constants à différentes amplitudes . . . . .	207
6.16 Comparaison entre gradients convexes et concaves (symétrie 1) . . . . .	207
6.17 Comparaison entre gradients convexes et concaves (symétrie 2) . . . . .	208
6.18 Spectres FBG des gradients convexes de référence par <i>T-Matrix</i> direct . . . . .	209
6.19 Spectres FBG des gradients concaves (symétrie 1) par <i>T-Matrix</i> direct . . . . .	209
6.20 Spectres FBG des gradients concaves (symétrie 2) par <i>T-Matrix</i> direct . . . . .	210
6.21 Profil de température imposé sur le FBG et spectres associés . . . . .	210
6.22 Étapes d'identification : spectre courant FBG libre et spectre déformé cible . . . . .	211
6.23 Identification : solution intermédiaire et finale pour le cas d'un profil $T(z)$ linéairement croissant . . . . .	213
6.24 Identification : solution intermédiaire et finale pour le cas d'un profil $T(z)$ polynômial décroissant . . . . .	214
6.25 Identification : solution intermédiaire et finale pour le cas d'un profil $T(z)$ polynômial croissant . . . . .	214
6.26 Identification : solution intermédiaire et finale pour le cas d'un profil de température en "V" . . . . .	215
6.27 Identification : solution finale et intermédiaire pour le cas d'un profil de température en "Λ" . . . . .	215
6.28 Schéma du montage de gradient thermique . . . . .	216
6.29 Schéma équivalent thermique du montage . . . . .	216
6.30 Montage à gradient thermique . . . . .	217
6.31 Mesures : gradients de température imposés avec anneau chauffant et spectres associés (1/2) . . . . .	218
6.32 Mesures : gradients de température imposés avec anneau chauffant et spectres associés (2/2) . . . . .	219
6.33 Simulation : gradients de température imposés sur FBG et spectres associés . . . . .	221
6.34 Gradients décroissants, anneau chauffant à gauche du FBG . . . . .	222
6.35 Gradients concaves, anneau chauffant centré sur le FBG . . . . .	222
6.36 Gradients croissants, anneau chauffant à droite du FBG . . . . .	222
6.37 Exemple d'identification du gradient thermique expérimental présenté figure 6.34 à partir des spectres . . . . .	224
6.38 Solutions pour l'exemple d'identification de gradient thermique expérimental présenté figure 6.37 . . . . .	225
6.39 Identification des cas de gradients thermiques décroissant de la figure 6.34 . . . . .	226
6.40 Identification des cas de gradients thermiques concaves de la figure 6.35 . . . . .	227
6.41 Identification des cas de gradients thermiques croissants de la figure 6.36 . . . . .	228
6.42 Champs de déformation d'une plaque mince de composite obtenus par simulation numérique . . . . .	229
6.43 Éprouvette d'essais percée instrumentée par FBG . . . . .	231
6.44 Position relative du FBG par rapport au perçage de l'éprouvette évaluée sur une coupe vue au microscope . . . . .	231



---

6.45 Montage expérimental pour la mesure de gradient par FBG, jauge et stéréo-corrélation	232
6.46 Photo du montage pour la mesure de gradient par FBG, jauge et stéréo-corrélation . .	232
6.47 Acquisition des spectres FBG au cours de l'essai de traction . . . . .	233
6.48 Champs de déformation $\epsilon_{yy}$ mesurés par la méthode de stéréo-corrélation d'images (Vic3D®) . . . . .	234
6.49 Comparaison des déformations moyennes mesurés par FBG, par jauge électrique de déformation et mesure de champs par stéréo-corrélation . . . . .	235
6.50 Gradient de déformations identifiés par <i>T-Matrix</i> inverse . . . . .	236
6.51 Profils de déformations mesurées par méthode de stéréo-corrélation d'images . . . . .	238
6.52 Champ de déformations $\epsilon_{yy}$ obtenu par simulation numérique . . . . .	239
6.53 Comparaison de la déformation identifiée par FBG et calculée par méthode des éléments finis . . . . .	239



1.1	Comparaison de caractéristiques de matériaux composites et de métaux [Vacher 04] . . . . .	4
1.2	Caractéristiques mécaniques principales des fibres de renfort [Vacher 04] . . . . .	7
1.3	Caractéristiques thermiques des principales fibres de renfort (issues de plusieurs tables de propriétés physiques) . . . . .	7
3.1	Influence sur les modules de ruptures d'éprouvettes UD dues aux fibre optiques intégrés	64
3.2	Défaut en fonction du diamètre de la fibre optique . . . . .	80
4.1	Tableau comparatif des systèmes d'interrogation . . . . .	89
4.2	Justesse : écarts entre raies spectrales des systèmes d'interrogations Advantest et Tunicas	94
4.3	Erreurs sur l'extraction de $\lambda_B$ dues au fenêtrage en fonction des méthodes de recherche	103
4.4	Erreurs sur l'extraction de $\lambda_B$ dues à l'excentricité du fenêtrage en fonction des méthodes de recherche . . . . .	105
4.5	Erreurs sur l'extraction de $\lambda_B$ dues à l'échantillonnage (de 1400 points à 200 points pour 1400 pm de plage) en fonction des méthodes de recherche . . . . .	107
4.6	Erreurs sur l'extraction de $\lambda_B$ dues à l'échantillonnage (de 1400 à 15 points pour 1400 pm de plage) en fonction des méthodes de recherche . . . . .	108
4.7	Erreurs sur l'extraction de $\lambda_B$ dues au bruit ( $R(N/S)_{Lin} = 0$ à 0.1, 100 échantillons) . . . . .	111
4.8	Incertitudes pour différents dispositifs d'étalonnages thermiques . . . . .	117
4.9	Comparaisons des ajustements sur l'étalonnage en température . . . . .	124
4.10	Étalonnages en déformation et incertitudes associées, pour différentes températures . . . . .	126
4.11	Tableau bilan des incertitudes . . . . .	131
5.1	Comparaison des solutions de découplage température/déformation par FBG . . . . .	148
5.2	Table des coefficients utiles pour l'évolution du coefficient opto-thermique en fonction de la longueur d'onde [Ghosh 95] . . . . .	153
5.3	Table des coefficients pour l'évolution de l'indice de réfraction de $SiO_2$ en fonction de la longueur d'onde et de la température [Tan 00] . . . . .	155
5.4	Plan d'expériences pour évaluer le découplage par les réseaux superposés . . . . .	159
5.5	Erreurs de mesures avec un panel de doubles FBG sur même fibre . . . . .	160
5.6	Validation du découplage par FBG superposés . . . . .	161
6.1	Écarts entre les gradients identifiés par FBG et gradients mesurés par thermocouples . . . . .	225



$\alpha$  : coefficient de dilatation thermique  
 $\alpha_{enrob}$  ou  $\alpha_{milieu}$  : coefficient de dilatation thermique de l'enrobage ou du milieu extérieur  
 $\alpha^*$  : coefficient de dilatation thermique apparent  
 $\beta$  : constante de propagation de l'onde  
 $c$  : vitesse de la lumière dans le vide  
 $C_{ij}$  : élément de la matrice C de rigidité ou de complaisance  
 $Cp$  : chaleur spécifique  
 $\Lambda$  : période du FBG ou pas du masque de phase  
 $\delta$  : désaccord des constantes de propagation  
 $\delta T, \delta \varepsilon, \delta \lambda$  : incertitude sur T,  $\varepsilon$  ou  $\lambda$   
 $\delta_{max}, \delta_{syst}$  : incertitude maximum, incertitude systématique  
 $\delta n$  : amplitude de modulation de l'indice du réseau de Bragg  
 $\Delta n$  : saut d'indice entre le cœur et la gaine optique d'une fibre optique à saut d'indice  
 $\overline{\delta n_{eff}}$  : amplitude de modulation de l'indice effectif du réseau de Bragg  
 $\Delta$  : différentiel  
 $d(t)$  : degré d'avancement de la réticulation  
E : module d'Young ou d'élasticité  
 $E(x, y, z)$  : amplitude de l'onde électro-magnétique  
FBG : *Fiber Bragg Grating*, réseau de Bragg fibré  
 $[\varepsilon]$  : tenseur des déformation  
 $\varepsilon^t$  : déformation thermique (longitudinale)  
 $\varepsilon^m$  : déformation mécanique, purement élastique (longitudinale)  
 $\varepsilon$  ou  $\varepsilon^{totale}$  : déformation totale  
 $\varepsilon_{ij}$  : élément de la matrice des déformations  
 $\varepsilon(x)$  ou  $\varepsilon(z)$  : déformation longitudinale locale le long de la fibre optique  
 $f$  : fréquence  
 $\phi$  : terme de phase  
 $\Psi$  : fonction d'onde  
G : module de cisaillement  
 $\gamma_{ij}$  : déformation en cisaillement  
 $\gamma$  : variable dans la théorie des mode couplées reliant  $q$  et  $\delta$   
H : champ magnétique  
 $i$  : terme d'indice  
I : intensité lumineuse du signal  
 $[I]$  : matrice identité  
 $j$  : terme d'indice  
J : fonction coût dans l'algorithme d'optimisation  
 $k_\omega$  : vecteur d'onde  
 $k_T$  : conductivité thermique  
K : module de compressibilité hydrostatique  
 $K_T$  : sensibilité thermique du réseau de Bragg  
 $K_{Tinitiale}, K_{Tfinale}$  : sensibilité thermique avant et après réticulation  
 $K_{1T}, K_{2T}$  : sensibilités thermiques issues de la matrice des sensibilité  
 $K_\varepsilon$  : sensibilité en déformation du réseau de Bragg

$K_{1\varepsilon}, K_{2\varepsilon}$  : sensibilités en déformation issues de la matrice des sensibilité  
 $K_{\varepsilon T}$  : sensibilité croisée en déformation et en température  
 $K_P$  : sensibilité en pression du réseau de Bragg  
 $[K]$  : matrice des sensibilités  
 $\kappa$  : variable de couplage issue de la modélisation des spectres FBG  
 $\xi$  : coefficient thermo-optique  
 $l$  : variable de longueur  
 $L$  : longueur du réseau de Bragg  
 $\lambda$  : longueur d'onde  
 $\lambda_B$  : longueur d'onde de Bragg  
 $\lambda_{B0}$  : longueur d'onde de Bragg de référence  
 $\lambda_{Design}$  : longueur d'onde de Bragg de conception, proche de  $\lambda_B$   
 $\langle \lambda_0 \rangle$  : écart en longueur d'onde des deux premiers minima latéraux du spectre du réseau de Bragg  
 $m$  : ordre de diffraction du réseau de Bragg  
 $\mu$  : coefficient optique de visibilité des franges  
 $N$  : nombre pour quantifier ou nombre de segment discret  
 $n_{eff}$  ou  $n_0$  : indice de réfraction effectif optique du réseau de Bragg  
 $n_1, n_2, n_3$  : indice de réfraction optique dans les 3 directions orthormées du matériau  
 $n_c$  : indice de réfraction du coeur de la fibre optique  
 $n_g$  : indice de réfraction de la gaine optique de la fibre optique  
 $n_{res}$  : indice de réfraction de la résine  
 $n_{amb}$  : indice de réfraction du milieu ambiant  
 $n'$  : indice après transformation  
 $\nu$  : coefficient de Poisson ou indice optique de chevauchement selon le contexte  
ON : ouverture numérique d'une fibre optique  
 $p$  : indice pour les termes correspondant à la perturbation induite par la fibre optique  
P : puissance lumineuse ou pression selon le contexte  
 $P_{ij}$  : élément de la matrice photo-élastique : coefficient de Pockels  
 $P_e$  : coefficient de photo-élasticité  
 $P^+(x), N^+(x)$  : onde traversant le FBG dans le sens positif ou négatif en position ( $x$ )  
 $\psi(x, y, z)$  : fonction  
 $q(z)$  : coefficient de couplage  
 $r$  : coefficient de réflexion  
 $R = |r|^2$  : réflectivité  
 $R_{max}$  : réflectivité maximum  
 $\rho$  : masse volumique  
 $S_{défaut}$  : surface du défaut engendrée par la fibre optique  
 $S_{FO}$  ou  $S_{Fibreoptique}$  : section de la fibre optique  
S : section  
Spec : Spectre d'intensité en fonction de la longueur d'onde  
 $\sigma_{ij}$  : élément de la matrice des contraintes  
 $[\sigma]$  : tenseur des contraintes  
 $\sigma(x)$  : écart-type de la grandeur  $x$   
 $\bar{x}$  ou  $\mu(x)$  : moyenne ou espérance de la grandeur  $x$   
 $t$  : temps, coefficient de transmission, largeur de fenêtre ou facteur d'élargissement de Student selon

---

contexte

$t_i$  : intervalle de temps

$Tg_0$  : température de transition vitreuse (à  $t = 0$ )

$Tg_\infty$  : température de transition vitreuse à l'infini

$T(x)$  ou  $T(z)$  : température le long de la fibre optique

$T_i$  : matrice de transfert

$T_{trans} = |t|^2$  : transmittivité

$T_{max}$  : transmittivité du réseau de Bragg

$\theta$  : angle

$u, v, w$  : composantes du vecteur déplacement

$V$  : constante de Verlet ou volume selon contexte

$W$  : largeur à mi-hauteur du réseau de Bragg

$\omega$  : pulsation de l'onde

$x, y, z$  : directions





Dans cette introduction seront présentées les différentes parties du travail de thèse de doctorat que nous avons réalisé au sein des Laboratoires CROMEP de l'École des Mines d'Albi-Carmaux et SMS de l'École des Mines de Saint-Étienne. Ce travail s'est réalisé avec la coopération du Laboratoire Hubert Curien de l'université Jean-Monnet (Saint-Etienne) et du centre R&D de la société Hexcel Reinforcements (Les Avenières, Isère). Ce travail se positionne dans un contexte à la fois scientifique et industriel et concerne l'optimisation des matériaux composites instrumentés par capteur intégré.

L'enjeu contemporain des composites a suscité un engouement scientifique, industriel et social dans son ensemble, identique à celui qui a été rencontré lors de l'émergence des matériaux céramiques, métalliques ou encore plastiques aujourd'hui devenus classiques. Les matériaux composites progressivement remplacent ou complètent les besoins des équipementiers industriels dans des domaines technologiques de pointe tels que l'aéronautique. L'un des soucis majeurs est l'amélioration de la qualité et de la fiabilité des pièces et des structures réalisées avec ce matériau nouveau à l'aide de procédés de fabrication toujours en cours de développement. L'amélioration des procédés de fabrication et le contrôle de la tenue de ces matériaux nouveaux peut être possible avec l'emploi de capteurs spécifiques capables de mesurer la température et la déformation *in situ* au cœur des matériaux. Ces deux paramètres physiques sont choisis dans notre travail car ils sont particulièrement importants. En effet, de ceux-ci découlent de nombreuses propriétés physiques comme la résistance mécanique ou d'autres propriétés reflétant la qualité du matériau comme la porosité.

Nous avons dans ce manuscrit réalisé une contribution couvrant plusieurs aspects qui nous ont semblé pertinents et utiles. Chacun de ces aspects a été regroupé par chapitre.

Dans le premier chapitre sera présenté le **contexte scientifique** et industriel mais aussi la motivation de la thèse. Nous expliquerons les généralités concernant les matériaux composites (ses composants, résines et renforts, les procédés de fabrication) puis nous expliciterons les problématiques soulevées par ces nouveaux matériaux. Ceci nous permettra de présenter les instrumentations de composites pour différentes problématiques. Nous exposerons les travaux les plus récents concernant l'instrumentation par fibre optique des matériaux composites. Ces travaux permettront d'illustrer les différentes thématiques et les problèmes soulevés par l'introduction des capteurs dans les composites.

Dans le second chapitre, également à forte dominante bibliographique, nous présenterons les grands principes **physiques** et le principe de mesure du capteur à réseau de Bragg appelé FBG tout au long du mémoire. Nous verrons les différents types de FBG, la modélisation associée ainsi que la relation entre le capteur et le milieu physique.

Dans le troisième chapitre, nous aborderons un problème d'ordre phénoménologique qui est l'**intrusivité**. Il concerne le caractère perturbant ou non du capteur introduit dans le matériau. Il est fréquemment évoqué dans la littérature que le capteur, grâce à sa géométrie filiforme et ses faibles dimensions, peut s'introduire dans le matériau sans trop perturber son environnement. Cependant, à notre connaissance, il y a peu d'études consacrées à ce sujet. Nous aborderons cette question par une méthode d'observation *post-mortem* du capteur dans le matériau composite. Cette méthode qui se veut simple et efficace permettra d'une part de mieux comprendre le capteur dans son environnement et d'autre part d'évaluer le caractère intrusif de celui-ci.

Dans le quatrième chapitre, nous traiterons des aspects **métrologiques** du capteur. Nous analyserons et quantifierons toutes les sources d'incertitude de la chaîne de mesure : depuis le signal du capteur aux grandeurs physiques recherchées. Nous présenterons aussi un dispositif expérimental d'étalonnage thermique et mécanique réalisé afin d'étalonner au mieux les capteurs.

Dans le cinquième chapitre, nous étudierons un inconvénient technique du capteur qui est sa sen-

sibilité simultanée aux variations de température et de déformation. Il convient donc de découpler les deux effets afin de mesurer chacune des grandeurs de manière isolée. Nous verrons au travers de ce chapitre que la littérature est riche en solutions technologiques permettant ce découplage. Cependant bien que les techniques proposées soient nombreuses et variées, la difficulté ne semble pas réellement surmontée. Ainsi, après une revue des principes de **découplage de la température et de la déformation**, nous en exploiterons en particulier deux parmi eux. Les méthodes seront ensuite appliquées à des cas de cuisson de résines liquides puis à des procédés (LRI) de fabrication de composite.

Enfin, dans le dernier chapitre, nous verrons que le signal du capteur peut être exploité pour mesurer non pas une valeur locale moyenne mais pour **mesurer le gradient** de température ou de déformation sur toute la longueur du capteur. Cette mesure sera possible au moyen d'une méthode dite *T-Matrix* permettant la simulation de spectre, et, d'une stratégie d'identification que nous présenterons. La méthode sera alors appliquée à deux cas expérimentaux reproduisant des gradients de déformation et de température.

# Contexte : Optimisation de procédés d'élaboration des composites

## 1.1 Cadre de l'étude

---

Les travaux de cette thèse ont été effectués et financés dans le cadre d'une thèse conjointe entre deux laboratoires du Groupe des Écoles des Mines (GEM) qui sont :

- (i) Le **Centre de Recherche sur les Outillages, les Matériaux et les Procédés (CROMEP)** de l'École Nationale Supérieure des Techniques et Industrielles des Mines d'Albi-Carmaux (ENS-TIMAC).
- (ii) Le centre **Sciences des Matériaux et des Structures (SMS) du département Mécanique et Matériaux (MeM)** de l'École Nationale Supérieure des Mines de Saint-Étienne (ENSM SE).

Une importante partie des travaux expérimentaux a été réalisée dans la section Recherche et Développement d'**HEXCEL Reinforcements** sur le site des Avenières.

Les travaux s'inscrivent dans la continuité d'un partenariat entre l'ENSM SE et la société HEXCEL Reinforcement.

Une partie des travaux, dans le domaine des fibres optiques, a eu lieu au laboratoire Hubert-Curien de l'Université Jean Monnet (Saint-Étienne).

La thèse s'inscrit dans le cadre de l'amélioration des propriétés des composites et des procédés de fabrication par leur instrumentation. Le capteur à fibre optique à réseau de Bragg s'est révélé un candidat à fort potentiel pour réaliser l'instrumentation du procédé et aussi de la structure. Ce potentiel a notamment été mis en relief par les travaux de thèse de S. Vacher [Vacher 04]. Dans ce premier chapitre, nous présenterons les matériaux composites puis les procédés de fabrication, en particulier le procédé d'infusion de résine liquide (LRI). Nous exposerons ensuite les problématiques rencontrées. Enfin, nous expliquerons en quoi le capteur à fibre optique est une solution à ces problématiques scientifiques.

## 1.2 Les matériaux composites

---

### 1.2.1 Définition et propriétés

Un matériau composite est constitué de l'assemblage d'au moins deux matériaux de nature différente permettant d'aboutir à un matériau dont les performances sont globalement supérieures à celles des composants pris séparément. En développant les matériaux composites, les atouts visés sont :

- la légèreté,

- l'amélioration de propriétés mécaniques,
- une mise en oeuvre plus simple et des finitions simplifiées par rapport aux matériaux métalliques (fonderie, chaudronnerie et usinage lourd),
- les gains de coût de production, même si pour le moment cela constitue le principal frein,
- l'intégration d'insert pour augmenter la fonctionnalité.

Un matériau composite est toujours élaboré à partir de l'association de deux constituants de base, parfois complété par d'autres constituants :

- **Les renforts** dont le rôle est de fournir les principales propriétés mécaniques. Leur nature, la répartition, le taux, les longueurs et diamètres, et surtout l'orientation contribuent aux propriétés mécaniques de la structure.
- **La matrice** dont la principale fonction est d'assurer le transfert de charge entre les renforts et de les préserver des agressions extérieures. C'est également la matrice qui donne la forme finale de la pièce.
- Des **additifs** permettent de modifier l'aspect, les caractéristiques du matériau, l'adhérence entre les renforts et la matrice, la coloration, les propriétés anti-UV, les charges ignifugeantes, ou les agents améliorant l'isolation thermique ou acoustique.

Les propriétés des matériaux composites résultent de celles de leurs constituants, de leur distribution et de leur répartition géométrique ainsi que de leur fraction volumique. A la différence des matériaux classiques, les caractéristiques mécaniques ne sont connues qu'après fabrication du produit. Le produit est réalisé en même temps que le matériau. L'aspect **anisotrope** du matériau constitue l'une des singularités fondamentale des composites. Il est possible de contrôler les propriétés souhaitées par un arrangement des renforts lors de la conception de la pièce.

Bien que les alliages métalliques aient des propriétés mécaniques élevées et que leur production soit bien maîtrisée, l'intérêt est grandissant pour les composites. Globalement, les composites sont plus coûteux que les matériaux traditionnels comme les aciers, l'aluminium ou les alliages. Les composites coûtent de 3 à 38 euros/kg (pour les applications non spatiales qui elles encore plus chères), selon les performances requises contre 1 à 5 euros/kg pour les matériaux plus traditionnels [DiGITIP 02]. Depuis les années 60, ils ont été introduits dans les avions civils et leurs taux de pénétration sont croissants dans l'automobile, l'aéronautique, la construction civile, les sports et loisirs, l'électricité et l'électronique, la construction industrielle, la construction nautique, le matériel médical, ferroviaire. En terme de tonnage, l'industrie automobile est le secteur utilisateur à terme qui devrait être le plus grand demandeur de composites [Giocosa 99]. Quelques chiffres clefs présentant la croissance du domaine sont donnés dans [DiGITIP 02]. La croissance des composites est rapide : entre 5 et 10% par an.

Le secteur aéronautique est plus prédisposé à l'emploi des matériaux, qui bien que plus chers, présentent le point de rencontre entre la légèreté et la résistance. Notons qu'il existe une forte compétition entre les sociétés Airbus et Boeing dont les objectifs sont d'accroître la proportion de matériaux composites. A titre d'illustration d'après [Schuster 07], environ un quart de l'avion A380 est réalisé en matériaux composites : 22% de composites à base de fibres de carbone (*Carbon Fiber Reinforced Plastic*, CFRP) et 3% de GLARE, un stratifié aluminium-verre, 61% alliage d'aluminium et 10% d'alliage d'acier et de titane. Une des innovations de l'A380 a été l'utilisation de composites pour réaliser le caisson central de voilure (structure primaire essentielle reliant la voilure au fuselage). Le tronçon de fuselage arrière, derrière la cloison pressurisée arrière, est aussi réalisé en composites. Du côté de Boeing, on illustrera avec le B787 Dreamliner, composé à proportion de 50% de composites, 20% d'aluminium, 15% de titane, 10% d'acier et 5% d'autres matériaux. Il est principalement constitué de

CFRP, avec un composite graphite/titane dans les ailes. La proportion est le double du Boeing 777 qui contient 50% d'aluminium et seulement 12% de matériaux composites. L'engouement est, en particulier, pour les matériaux à matrice organique et à renfort à base de verre, de carbone et d'aramide qui ont des performances mécaniques élevées et surtout une faible masse. Le gain de masse est de 30% par rapport à une structure en alliage d'aluminium. C'est l'atout majeur qui contribue à des gains de vitesse ou des économies de carburant. Par rapport à la structure dans sa totalité, le gain de masse correspond à environ 5%. Sur un tonnage d'un avion de 20 tonnes, cela représente une tonne.

Les composites à matrice organique représentent la majeure partie (presque 95% d'après [Caramaro 07]) des matériaux composites. Les autres composites sont les composites à matrice métallique ou à matrice céramique. Les composites organiques sont constitués d'une matrice thermoplastique ou thermodurcissable et d'une structure de renforts qui peut être en fibre de verre, de carbone, d'aramide ou encore naturelle.

Les matériaux composites sont généralement scindés en deux catégories :

- les composites à **Grande Diffusion** (GD) allient des coûts faibles à des caractéristiques moyennes et s'emploient principalement pour des applications de grandes séries [Berbain 97]. Ils possèdent des caractéristiques mécaniques spécifiques souvent inférieures à celles des matériaux de référence tel que l'acier. Ils conviennent aux grandes séries et sont généralement à base de fibres de verre. Ils sont employés essentiellement dans les applications non travaillantes pour l'industrie des transports ou pour les biens d'équipement.
- les composites à **Hautes Performances** (HP) dont les propriétés de la structure autorisent leur emploi dans des structures travaillantes [Berbain 97]. Ils se caractérisent par des propriétés mécaniques plus élevées que celles des composites GD en contrepartie d'un coût global plus important en raison du prix des matériaux utilisés et des moyens de fabrication associés (autoclave, RTM). Ces matériaux sont utilisés dans des applications de pointe tel que l'aéronautique [Berbain 97].

### 1.2.2 Avantages et limites

Nous allons rappeler les principaux avantages des composites qui sont évoqués dans de nombreux travaux ([Vacher 04], [Celle 07] et [Chatain 01]) :

- une faible densité,
- des technologies de mise en oeuvre par moulage qui :
  - ▷ limitent la quantité de matière engagée à ce qui est juste nécessaire ;
  - ▷ offrent la possibilité d'obtenir des formes complexes avec un nombre limité d'outillages ;
  - ▷ suppriment les usinages de finition tels que découpes ou ébavurages.
- un excellent comportement vis-à-vis de la corrosion,
- un bon comportement à l'indentation (malgré tout discutable),
- un comportement acoustique et thermique souvent favorable,
- une faculté d'anisotropie pouvant être mise à profit,
- une bonne résistance en traction,
- une meilleure tenue en fatigue du composite carbone par rapport à l'aluminium.

Les matériaux composites ont des masses volumiques comprises entre 1 et 3,5  $g/cm^3$  contre 7,8 pour l'acier. Ils sont 20 % plus légers que les alliages d'aluminium, mais présentent des résistances mécaniques plus élevées. Cette association de la légèreté aux propriétés anisotropes nous amène à définir un critère de comparaison essentiel dès qu'il s'agit de substitution des matériaux : les caracté-

## CHAPITRE 1. CONTEXTE : OPTIMISATION DE PROCÉDÉS D'ÉLABORATION DES COMPOSITES

ristiques mécaniques spécifiques ou massiques c'est-à-dire les performances mécaniques des matériaux rapportées à la masse volumique. Le tableau 1.1 indique que les modules spécifiques et les résistances spécifiques des matériaux composites sont de une à six fois supérieures à ceux des alliages métalliques. Cela signifie qu'une structure unidirectionnelle sollicitée uniquement dans la direction des renforts pourrait être six fois plus légère qu'une structure fabriquée à l'aide d'un alliage. Les procédés de fabrication associés sont souvent plus économiques que ceux employés pour la mise en forme des métaux. Le document proposé par [Berbain 97] relate les prix d'installation des différents procédés de fabrications des matériaux composites.

Caractéristiques	Métaux		Composites à matrice organique (époxy)	
	Acier	Alum.	Carbone HR	Verre
Caractéristiques en traction :				
Résistance à la rupture ..... (MPa)	1850	500	1000 à 1300	2000
Module d'élasticité ..... (GPa)	200	72	130	53
Masse volumique ..... (g/cm <sup>3</sup> )	7,8	2,8	1,5	2
Résistance spécifique (MPa.m <sup>3</sup> /kg)	0,24	0,18	0,65 à 0,85	0,9 à 1
Module spécifique .... (MPa.m <sup>3</sup> /kg)	25	26	87	26,5
Coefficient de dilatation linéique				
longitudinal ..... (°C <sup>-1</sup> )	12.10 <sup>-6</sup>	23.10 <sup>-6</sup>	-0,2.10 <sup>-6</sup>	6.10 <sup>-6</sup>
transversal ..... (°C <sup>-1</sup> )	12.10 <sup>-6</sup>	23.10 <sup>-6</sup>	35.10 <sup>-6</sup>	31.10 <sup>-6</sup>

TAB. 1.1 – Comparaison de caractéristiques de matériaux composites et de métaux [Vacher 04]

Nous allons énumérer les principales limites et inconvénients des composites :

- Les procédés de fabrication : moins bien maîtrisés que pour les métaux ou les alliages métalliques.
- Bien que non corrosifs, les composites se dégradent par l'humidité.
- L'usinage (découpes, perçages) : difficile à réaliser notamment à cause du délaminage.
- Les structures : hétérogènes sur plusieurs points à savoir les dimensions et les propriétés.
- Les composites sont non-recyclables, non-biodégradables comparés aux métaux qui sont infiniment utilisables.
- La tenue thermique : de l'ordre de 200°C, bien plus basse que celle des métaux (600°C) ou des céramiques (supérieure à 1000°C).
- Sensibilité aux trous : ils supportent peu le perçage et il faut les assembler par rivetage ou boulonnage ou encore collage.
- Sensible aux chocs.
- Faible conducteur électrique : cela peut être un atout mais pour les avions, un bon conducteur électrique permet de supporter la foudre.
- Un prix au kilogramme souvent plus élevé : environ 3 euros/kg contre moins d'1 euros/kg l'acier.
- Des caractéristiques mécaniques intrinsèques plus faibles : module en flexion, résistance à la rupture, températures limites d'utilisation, etc.
- Des procédés de mise en oeuvre des pièces finies : souvent lents (procédé avec drapage) à l'exception des procédés d'injection dont les cadences, le coût et la durée de vie des outillages sont voisins de ceux utilisés en métallurgie (2 000 à 3 000 pièces/jour), les autres procédés couramment utilisés, principalement la compression, ne permettent que des cadences faibles ou moyennes (de quelques pièces à 350-400/jour, par outillage).

En raison des contraintes de mise en forme, de liaison avec les autres pièces et de stabilité, le gain de masse par rapport aux alliages métalliques se réduit à quelques dizaines de pourcentage. Néanmoins, il reste avantageux pour toutes les applications où ce paramètre est très important, en particulier pour l'aéronautique, l'aérospatial, l'énergie et les transports. Lorsque plusieurs directions sont renforcées et sollicitées, les caractéristiques spécifiques diminuent fortement. Elles sont par exemple divisées par deux lorsque deux directions perpendiculaires sont renforcées. La présence de deux constituants conduit souvent à des problèmes d'homogénéité de la structure et à l'apparition de zones sèches responsables d'une dégradation des caractéristiques mécaniques. Enfin, elles conduisent à une faible résistance au délaminage entre les couches de renforts. L'apparition de ces zones sèches étant étroitement liée au procédé de fabrication, l'un des objectifs est aujourd'hui de mettre au point des procédés capables de les éliminer. Enfin, les températures de service des matériaux composites structuraux actuels ne peuvent dépasser les 200°C, voire les 300°C compte tenu de la nature organique de la matrice.

### 1.2.3 Constituants

#### 1.2.3.1 La matrice

La matrice maintient les fibres entre elles en jouant le rôle de liant dans le composite. Elle assure également le transfert de charge entre les renforts, tout en les maintenant dans leur position et leur orientation. Enfin, elle protège le composite des agressions extérieures et donne la forme désirée au produit final. Pour obtenir des caractéristiques d'imprégnation plus élevées, la résine doit, dans sa configuration finale, occuper tous les espaces inter-fibres et présenter le moins de bulles d'air possible. Pour réaliser cette imprégnation, la viscosité de la résine est diminuée avec un apport thermique.

Pour la matrice, d'après [Chatain 01], quasiment tous les plastiques ont été introduits avec plus ou moins de succès. Ainsi, on peut citer les principales matrices plastiques : polyesters insaturés, vinylesters, polyépoxydes, polyuréthanes, formophénoliques, silicones, bismaléimides et enfin matrices thermoplastiques. Ces dernières s'opposent aux matrices thermodurcissables qui deviennent solides avec un cycle thermique approprié. Les métaux et les céramiques peuvent également être utilisés en tant que matrice.

La réaction chimique permettant de passer de l'état liquide à solide nécessite une température d'activation. Il existe deux types de résine : les **thermodurcissables** et les **thermoplastiques**. Ces deux types se distinguent par le niveau d'énergie des liaisons créées : le faible niveau énergétique des liaisons créées au sein des thermoplastiques autorise la réversibilité de la structure polymère et donc le recyclage alors que les thermodurcissables présentent une réaction de réticulation irréversible. Les résines thermoplastiques sont économiquement intéressantes mais leurs propriétés mécaniques et thermomécaniques sont faibles. Ces résines thermoplastiques sont essentiellement utilisées pour les composites GD, mais actuellement, des développements sont en cours pour proposer de telles résines pour les composites HP. Parmi les résines thermodurcissables, les plus utilisées sont les résines polyesters. Les bonnes propriétés mécaniques (tableau 1.1) des résines époxydes sont à l'origine de leur très large utilisation pour les composites HP.

La résine polyépoxyde (souvent appelée "époxyde" ou "époxy") est une résine **thermodurcissable**. A la différence des bi-composants, celle-ci contient le durcisseur mais la réaction de transformation chimique est bloquée grâce à des additifs et une température basse.

Les caractéristiques mécaniques et thermiques générales des résines époxydes sont les suivantes :

Masse volumique	1100 à 1500 kg/m <sup>3</sup>
Module d'élasticité en traction	3 à 5 GPa
Contrainte à la rupture en traction	60 à 80 MPa
Contrainte à la rupture en flexion	100 à 150 MPa
Résistance au cisaillement	30 à 50 MPa
Allongement à la rupture en traction	2,5%
Coefficient de dilatation thermique	entre 40 et 80.10 <sup>-6</sup> °C <sup>-1</sup>
Conductivité thermique	0,188 W/m/°C

Les résines époxydes présente un ensemble de bonnes performances (légèreté, résistance). Toutefois, pour bénéficier réellement de ces performances, il est nécessaire d'avoir des heures de transformation et surtout de cuisson très longues (de plusieurs heures à plusieurs dizaines d'heures).

Parmi les avantages de ces résines, nous retiendrons :

- de bonnes propriétés mécaniques (en traction, en flexion, en compression, en choc, en fluage, etc.);
- une bonne tenue aux températures élevées : jusqu'à 150°C à 190°C en continu ;
- une excellente résistance chimique ;
- un faible retrait au moulage (de 0,5 à 1 %) ;
- une très bonne mouillabilité des renforts ;
- une excellente adhérence aux matériaux métalliques.

Parmi les inconvénients, nous citerons :

- un temps de polymérisation long ;
- un coût élevé ;
- une sensibilité à la fissuration.

Pour notre étude, nous avons utilisé une seule résine époxyde : la résine **RTM6**<sup>®</sup> produite par la société Hexcel.

### 1.2.3.2 Les renforts

Pour les renforts, sont employés des bobines de fils de longueurs variées (longs, broyés ou courts) ou encore des structures de fibres comme des tissus (taffetas, satins, serges), des nappes de fibres unidirectionnelles (en abrégé UD) ou encore des tresses, des tricotés ou enfin des tissus 3D... En résumé, le domaine des renforts s'appuie sur les productions de l'industrie textile. Par définition, les fibres se distinguent des fils par leur aspect discontinu.

Les fibres de renforts les plus courantes :

- fibres de **verre** issues de l'industrie verrière, il s'agit du renfort le plus courant,
- fibres de **carbone** obtenues par la pyrolyse de matière organique, le plus utilisé est le PolyAcryloNitrile (PAN),
- fibres de polyamide aromatique ou **aramide** particulièrement connue sous l'appellation commerciale Kevlar<sup>®</sup>,
- autres fibres : bore, carbure de silicium et trichytes (connus sous le nom de *Whiskers*). Ces autres fibres ont de très hautes tenues thermomécaniques.

Il existe toute une variété de fibres de carbone que l'on peut classer selon trois types principaux :

- fibres à haute résistance (fibre HR),
- fibres à haut module (fibre HM),



– fibres à module intermédiaire (fibre IM).

Les renforts apportent aux matériaux composites leurs performances mécaniques (rigidité et résistance à la rupture) et une partie de leurs propriétés thermiques, électriques et chimiques tout en offrant un gain de masse avantageux vis-à-vis des métaux.

**Caractéristiques mécaniques et thermiques** Les caractéristiques mécaniques des trois types de fibres les plus répandus dans le domaine des composites hautes performances sont synthétisées dans le tableau 1.2. Ces caractéristiques varient d'un fabricant à l'autre ((1) et (2) dans le tableau 1.2). Les fibres de carbone restent la référence pour les renforts à fibres continues même si leur coût demeure relativement élevé par rapport aux autres fibres. Elles possèdent d'excellentes propriétés en traction et compression tout en alliant une faible densité. Les fibres de verre sont très utilisées dans les composites de grande diffusion pour leur excellent rapport performances mécaniques/prix, même si leurs propriétés mécaniques restent faibles par rapport aux fibres de carbone. Les propriétés mécaniques de ces fibres se dégradent fortement avec l'humidité. Enfin, les fibres d'aramide possèdent des propriétés mécaniques relativement similaires à celles des fibres de carbone pour une densité légèrement inférieure (1,5) mais surtout pour un prix 3 à 5 fois inférieur.

Caractéristiques	Fibres de carbone					Verre	Aramide
	HR		IM	HM			
	(1)	(2)		(1)	(2)		
Caractéristiques en traction :							
Résistance à la rupture ... (GPa)	3,5	4,5	7,2	2,5	4,2	4,5	3,6
Module d'élasticité ..... (GPa)	240	250	300	500	500	73	125
Allongement à la rupture (%)	1,5	1,8	1,6	0,5	0,7	5	2,9
Masse volumique ..... (g/cm <sup>3</sup> )	1,8	1,8	1,8	1,95	1,95	2,5	1,44

TAB. 1.2 – Caractéristiques mécaniques principales des fibres de renfort [Vacher 04]

**Propriétés thermiques** Une caractéristique importante des fibres est leur coefficient de dilatation négatif ou quasi nul dans le sens axial (tableau 1.3). Cette propriété peut être bénéfique ou nuisible selon le type d'application. Associées à une matrice à coefficient de dilatation positif, ces fibres vont avoir tendance à créer des contraintes thermomécaniques néfastes au niveau des interfaces. En utilisant des arrangements de fibres judicieux, il est possible en théorie, de fabriquer des matériaux présentant une dilatation nulle.

Caractéristiques	Carbone	Verre	Aramide
$\alpha_T$ ( $10^{-6} \cdot ^\circ\text{C}^{-1}$ )	-0,2 à -1,2	2	-5,2
$k_T$ ( $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot ^\circ\text{C}^{-1}$ )	84	1,2	0,04
$C_p$ ( $\text{KJ} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot ^\circ\text{C}^{-1}$ )	0,71	0,84	0,34

TAB. 1.3 – Caractéristiques thermiques des principales fibres de renfort (issues de plusieurs tables de propriétés physiques)

### 1.2.3.3 Les différents types d'architecture

Les fibres utilisées possèdent un diamètre très faible de l'ordre de quelques micromètres. Elles sont une dizaine de fois plus petites que les fibres optiques des télécommunications qui ont un diamètre

de l'ordre de 125 micromètres. Pour simplifier la manipulation des fibres, des semi-produits dans lesquels plusieurs milliers de fibres sont placées côte à côte, selon des directions connues, sont utilisés. Cette orientation peut être réalisée à partir de différentes architectures (Figure 1.1) : les unidirectionnels (UD), les bidirectionnels (tissé, tressé...) ou les renforts multi-axiaux. Les renforts sont donc commercialisés sous forme de nappes qui peuvent être imprégnées de résine (pré-imprégnées) ou non (nappes sèches) en fonction du procédé d'élaboration choisi. Les unidirectionnels (UD) présentent des

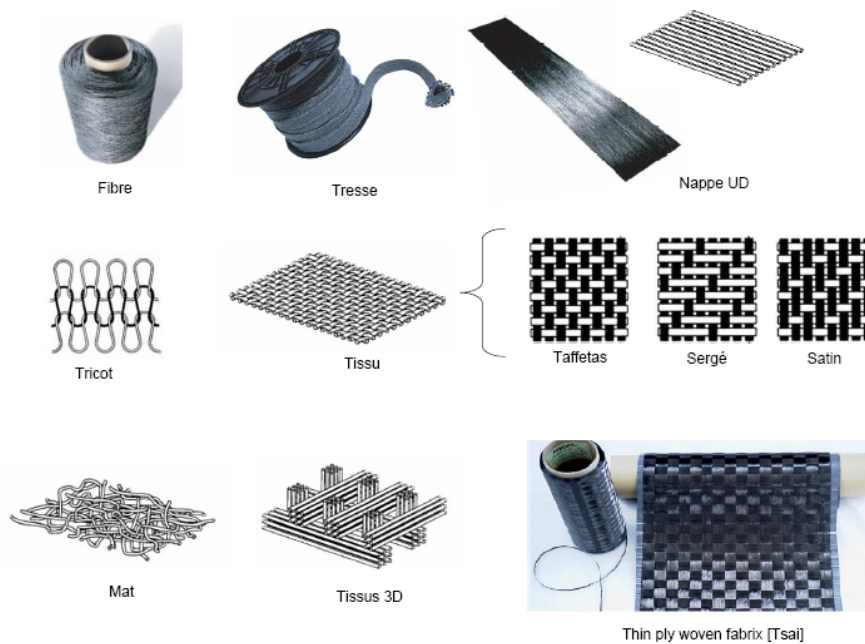


FIG. 1.1 – Différents type de renforts de fibres

performances mécaniques qui dépendent du type de renforts (verre, carbone...) et autorisent des sollicitations uniquement dans la direction des fibres. Les fibres peuvent se présenter sous forme de bobine ou peuvent être reliées par un fil fin (nappes UD). A partir de ces nappes, des séquences d'empilements sont élaborées en fonction des propriétés mécaniques attendues. Il s'agit de l'étape du **drapage** des plis. Notons que les pré-imprégnés, produits semi-finis qui fournissent actuellement les meilleures performances mécaniques, sont élaborés à partir d'unidirectionnels. Actuellement, les coûts de manipulation et de conservation des unidirectionnels pré-imprégnés conduisent à l'utilisation de renforts multidirectionnels. Les multidirectionnels présentent des arrangements de fibres dans au moins deux directions (tissus figure 1.1). Ils peuvent également être munis d'un renfort dans la direction transverse (tissus 3D figure 1.1). Le plus courant est le mat qui se présente sous forme de fibres placées aléatoirement dans l'espace. La structure ne présente pas de direction préférentielle (comportement isotrope). Les propriétés mécaniques sont moyennes. Il est utilisé pour des structures non travaillantes. Les tissus permettent de répondre aux économies de manipulation mais également au renfort dans les directions transverses par couture d'empilement de tissus 2D ou tissage 3D. Ils permettent une bonne mise en forme du renfort puisque la structure autorise une déformation en cisaillement (nécessaire au drapage) sans détérioration. Ils peuvent être imprégnés ou non et sont caractérisés par une ondulation des mèches appelée embuvage. Ce phénomène provoque un désalignement des directions principales et donc une réduction des propriétés mécaniques. Pour répondre à ce problème, de nouveaux renforts multiaxiaux ont été développés.

### 1.2.3.4 Description des matériaux employés

Lors des travaux de cette thèse, nous avons utilisé deux matériaux : les pré-imprégnés unidirectionnels de carbone et les nappes unidirectionnelles sèches de carbone avec un fil de trame produits tous les deux par la société Hexcel. Les premiers ont été utilisés pour réaliser des plaques de composite sous presse chauffante. Ils ont été utiles pour réaliser des éprouvettes et également pour l'observation microscopique de l'environnement de la fibre optique. Les seconds ont été employés principalement pour le suivi du procédé de fabrication LRI (*Liquid Resin Infusion*, voir paragraphe 1.3.3.3). Le fil de trame les rend aisément manipulables par rapport à des tissus sans trame.

### 1.2.4 Cycle de cuisson : température, pression

Pour atteindre l'état final de la fabrication c'est-à-dire le durcissement total de la résine, il est nécessaire que les deux constituants subissent simultanément un cycle de pression et de température. Ce cycle est spécifique au système de résine et de durcisseur/accélérateur et il est donné par le fournisseur. Le cycle de pression permet, par ailleurs, le dégazage, c'est-à-dire l'élimination des bulles d'air et des gaz volatiles résultant de la réaction thermo-chimique. Un exemple de cycle de pression/température est donné sur la figure 1.2 pour une résine époxyde. Ce cycle ne représente que la partie consigne de l'appareil de chauffe. Le cycle est caractérisé par des rampes de montée en température. Typiquement, les rampes de montée sont de l'ordre de 1 à 20°C par min. Le dispositif du procédé peut être pourvu d'un automate régulateur disposant d'une source froide et d'une source chaude pour s'approcher au mieux de la consigne. Un premier palier de température permet de réduire la viscosité de la résine et d'optimiser ainsi l'imprégnation des renforts. Ensuite, le second palier permet de cuire la résine. La température doit être judicieusement choisie en fonction de la résine car chaque résine a une température  $T_g$  dite de gélification. Si la température est en deçà de celle-ci, la réaction risque de ne pas être complète. Si elle est au-delà, il y a des risques de pic exothermique importants (parfois de l'ordre de 260°C pour la RTM6 pour une température de cuisson de 190°C). La résine peut se carboniser à cause de cette exothermie. Le temps du palier de cuisson est aussi un paramètre important. Il doit correspondre au temps nécessaire à la fin de la réaction de la résine. En fin de cuisson, le refroidissement peut se faire assister de la source froide du régulateur pour ajuster la rampe. Au cours de la cuisson ont lieu des effets exothermiques et de retrait d'origine chimiques. Ces deux effets sont en compétition lors de la réticulation de la résine. Ils conduisent à des déformations résiduelles ou des variations importantes de température. Il faut alors distinguer le cycle de cuisson "consigne" du cycle réel du matériau. L'instrumentation à cœur même du matériau paraît être la solution idéale pour accéder aux paramètres effectifs.

### 1.2.5 Domaines d'application

Les domaines d'application des matériaux composites sont nombreux. Cette variété des domaines donne une idée de l'importance de l'impact socio-économique des matériaux composites. Les principaux domaines sont :

- l'automobile
- l'aéronautique et le spatial
- le ferroviaire
- le génie civil et les ouvrages d'art
- le naval civil et militaire

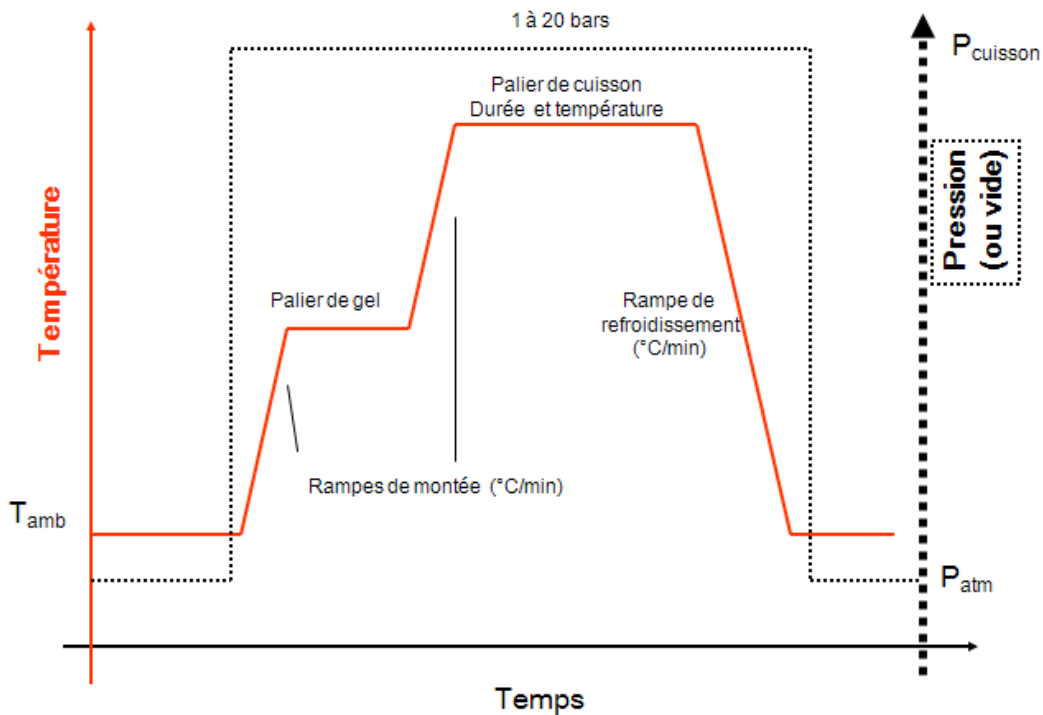


FIG. 1.2 – Cycle de cuisson de principe pour une résine : pression et température en fonction du temps (temps de cuisson de 2 à 3 heures)

- l'énergie
- les sport et loisirs

Le tableau de la figure 1.3 illustre avec des photographies la variété des domaines d'applications que nous venons d'énumérer.

## 1.3 Procédés de fabrication des composites

### 1.3.1 Énumération des différents procédés

Les principaux procédés de fabrication de composites sont les suivants :

- Moulage au contact
- Projection simultanée
- Moulage sous vide (LRI *Liquid Resin Infusion*, RFI *Resin Film Infusion* cf. ¶1.3.3.3 et ¶1.3.3.2)
- Moulage par injection (RTM *Resin Transfer Moulding*, cf. ¶1.3.3.1)
- Moulage en autoclave
- Compression à chaud de mat pré-imprégné ou de prémix (SMC)
- Enroulement filamentaire (corps tubulaire ou creux)
- Moulage par centrifugation (corps tubulaire ou creux).

Les procédés sont parfois classés en tant que procédés par *voie sèche* (semi-produits pré-imprégnés) ou par *voie humide* (renforts secs). Historiquement, les propriétés mécaniques les plus élevées étaient obtenues en utilisant des renforts unidirectionnels pré-imprégnés en contrepartie de coûts élevés (main d'oeuvre, stockage, matière et matériel). Depuis la fin des années 80, les procédés par voie sèche, ont permis de réduire considérablement ces coûts à condition d'utiliser des renforts secs tels que les multiaxiaux. Aujourd'hui, ces nouvelles solutions permettent d'approcher les propriétés mécaniques

### 1.3. PROCÉDÉS DE FABRICATION DES COMPOSITES



FIG. 1.3 – Exemples d'applications des matériaux composites (compilation de diverses sources)

obtenues avec les UD pré-imprégnés. Les principales limitations concernent les procédés de mise en oeuvre. Ainsi, de nombreux procédés sont sans cesse développés dans l'industrie afin d'améliorer la qualité de l'imprégnation et de maîtriser les caractéristiques de la pièce finale.

### 1.3.2 Les procédés par voie sèches

Les nappes et les tissus pré-imprégnés sont obtenus en imprégnant les fibres avec une résine. Les fibres ainsi pré-imprégnées sont maintenues dans un état de polymérisation grâce à la conservation dans des compartiments frigorifiques. Ils sont d'un emploi commode et leur nature simplifie la conception des propriétés du produit fini. La première étape est la découpe des plis qui se fait dans les mêmes conditions qu'une découpe dans le monde du textile. La seconde étape est le drapage : une séquence d'empilement est réalisée en fonction des propriétés mécaniques recherchées. Enfin, la pièce que l'on appelle la préforme est mise dans une cavité sous vide puis dans une autoclave ou une presse chauffante qui impose un cycle de pression/température (voir paragraphe 1.2.4) propre au matériau. La pièce obtenue présente d'excellentes propriétés mécaniques, et, est faiblement poreuse, admet une fraction volumique de fibre élevée et présente une répartition homogène de la résine. Mais, les coûts de stockage des pré-imprégnés sont élevés même si, à terme, devraient se standardiser des pré-imprégnés qui peuvent être stockés à la température ambiante. Ces coûts seraient 40% moins importants si la résine et les renforts étaient stockés séparément.

### 1.3.3 Les procédés par voie humides

Il existe principalement deux grandes familles de procédés desquelles découlent de nombreuses variantes. Les procédés par injection consistent à injecter une résine liquide dans un moule rigide. Ces procédés sont connus sous les acronymes RTM (*Resin Transfer Molding*), VARTM (*Vacuum Assisted Resin Transfer Molding*) ou ICRTM (*Injection Compression Resin Transfer Molding*). Pour répondre aux problèmes de remplissage rencontrés sur des structures de taille importante et dans une stratégie de réduction permanente des coûts, les procédés par infusion font depuis une vingtaine d'années leur apparition. Ceux-ci sont plus connus sous les acronymes VARI (*Vacuum Assisted Resin Infusion*), RIFT (*Resin Infusion under Flexible Tooling*), SCRIMP (*Seemann Composites Resin Infusion Molding Process*), RFI (*Resin Film Infusion*), LRI (*Liquid Resin Infusion*). Nous nous proposons de décrire ici brièvement les grands principes qui sous-tendent les procédés actuellement les plus utilisés à savoir les procédés par injection type RTM puis les procédés par infusion LRI et RFI que nous nous proposons d'instrumenter dans notre travail.

#### 1.3.3.1 RTM : *Resin Transfer Moulding*

Après une étape de préformage des renforts, les préformes sont placées dans un moule fermé (Figure 1.4) muni d'une ou plusieurs buses d'injection et d'un ou plusieurs événements. La résine est ensuite injectée à pression ou vitesse contrôlée puis un cycle de température est imposé (Figure 1.2). Il est également possible de créer un vide d'air grâce à l'événement (procédé VARTM). L'injection de résine a lieu dans le plan des renforts. Les pièces créées possèdent des formes complexes à deux faces lisses pour une épaisseur finale contrôlée. La présence d'un moule rigide en deux parties peut entraîner un surcoût mais induit des temps de cycle courts et de faibles coûts de main d'oeuvre pendant l'injection. Par ailleurs, les fractions volumiques de résine et de fibres sont très bien contrôlées. En revanche, il est difficile d'atteindre un remplissage parfait du moule pour les pièces de grandes dimensions. Ces difficultés de

remplissage conduisent à une étude de la stratégie de placement des points d'injection prenant en compte la variation de la viscosité de la résine pendant le remplissage [Kang 00].

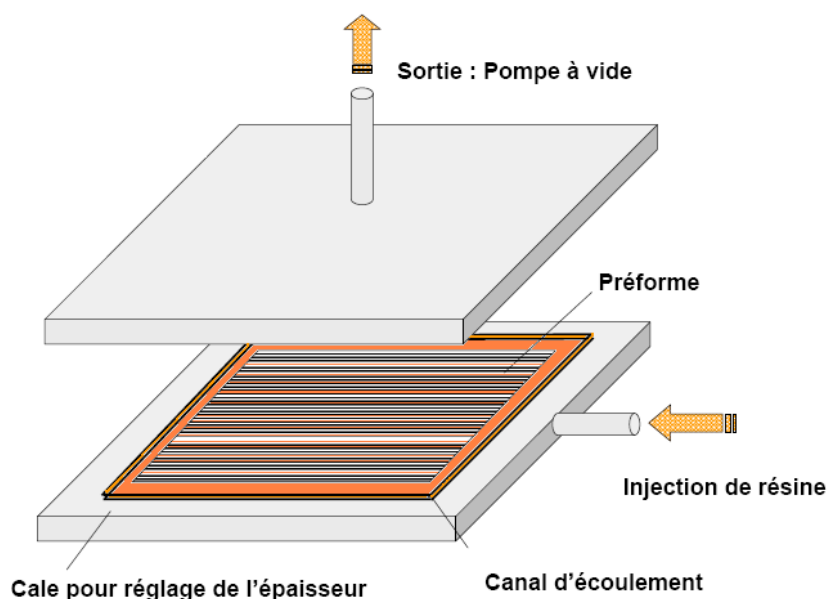


FIG. 1.4 – Procédé RTM : *Resin Transfer Molding*

#### 1.3.3.2 RFI : *Resin Film infusion*

Dans les procédés RFI, on cherche à réaliser l'infusion d'une résine initialement sous forme de film solide à travers l'épaisseur des renforts plutôt que dans leur plan sous l'action d'une pression motrice engendrée par le vide. L'idée de base de ces procédés était que des couches séparées et alternées de fibres et de résine pourraient permettre aux bulles d'air de s'échapper pendant le processus de cuisson et d'infusion en autoclave [Blest 99]. Cette technique, depuis améliorée, peut permettre la production de structures épaisses tout en réalisant une économie par rapport aux techniques utilisant des pré-imprégnés et par rapport au procédé RTM.

Les couches de fibres préformées sont déposées au-dessus de la couche de résine solide (Figure 1.5). Afin d'assurer une bonne finition de la surface supérieure, une plaque perforée peut être placée au dessus de l'empilement nappes / résine. Un tissu absorbant est éventuellement utilisé pour absorber l'excédent de résine (généralement en fibre de verre). L'ensemble est ensuite isolé à l'aide d'un film en plastique antiadhésif, puis introduit dans un système permettant d'imposer un cycle de pression (pompe à vide) et de température (autoclave ou table chauffante). Après application du cycle de température, la viscosité du film de résine décroît provoquant l'infusion de la résine à travers l'épaisseur des préformes sous l'action combinée du cycle de pression et de température. L'infiltration et la consolidation (réticulation de la résine) se déroulent en deux étapes peu dissociées (Figure 1.5).

#### 1.3.3.3 LRI : *Liquid Resin Infusion*

Plus récemment, des techniques utilisant des lits de résine liquide ont fait leur apparition (LRI). Dans ce cas, la couche de résine est réalisée à l'aide d'un tissu drainant, fortement perméable, et placé au-dessus de l'empilement de fibres préformées (Figure 1.6). La déformation du tissu drainant est supposée négligeable devant les déformations à l'intérieur des préformes sèches et humides. Sa rigidité

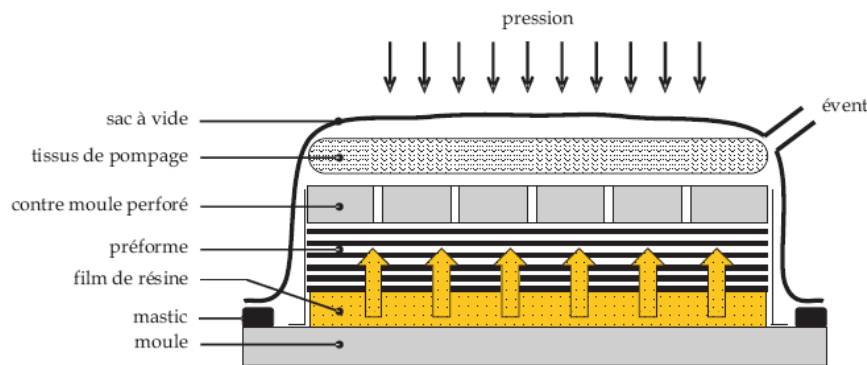


FIG. 1.5 – Procédé RFI : *Resin Film Infusion* [Celle 07]

est très grande. Le différentiel de pression entre l'arrivée de résine, située au niveau du drainant, et l'évent, situé sur la base de la préforme, provoque l'infusion de la résine d'abord dans le drainant puis à travers l'épaisseur des préformes sèches. On observe sur la figure 1.7 l'infusion progressive de la résine dans le drainant. Cette étape dure quelques minutes. Au préalable, la résine est préchauffée dans un compartiment externe à environ 120°C pour avoir une viscosité suffisamment faible. Elle est injectée par une entrée souple qui remplit, en premier lieu, le textile drainant qui se trouve au dessus de la préforme. Dans un second temps, cette résine infuse vers la base du dispositif. Il est probable que le front de la résine soit plus complexe que cette description en deux temps. Le remplissage est l'objet des travaux de la thèse de Celle [Celle 07]. Des tissus d'arrachage appelés *peel-ply* fortement perméables peuvent être placés sur les faces inférieures et supérieures des préformes afin d'obtenir de meilleurs états de surface. Le contre-moule est facultatif mais est souvent employé car il permet une répartition homogène des épaisseurs et conduit ainsi à des fractions volumiques de fibres relativement constantes.

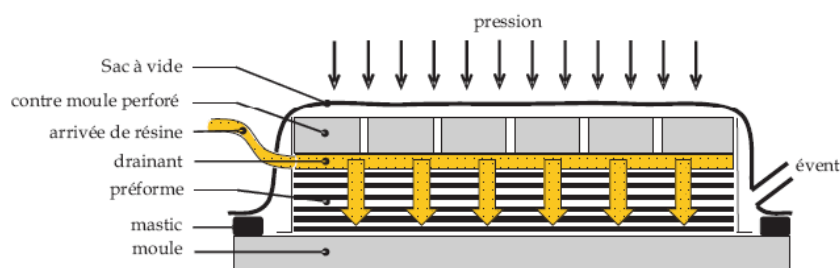


FIG. 1.6 – Procédé LRI : *Liquid Resin Infusion* [Celle 07]

Les principaux **avantages** apportés par ce procédé sont :

- l'économie du moule,
- la possibilité de réaliser des grandes pièces de plusieurs mètres,
- une plus grande épaisseur des pièces.

**Performances :** L'infusion dans le sens transverse présente un double avantage. Le premier avantage s'inscrit d'abord en termes de temps de cycles puisque les pièces composites ont généralement des rapports section sur volume très faibles. Les distances de parcours de la résine sont donc faibles par rapport aux distances mises en jeu dans les procédés par injection classiques (RTM). Le second avantage se définit en termes de qualité de l'infusion puisque ces faibles distances de parcours im-



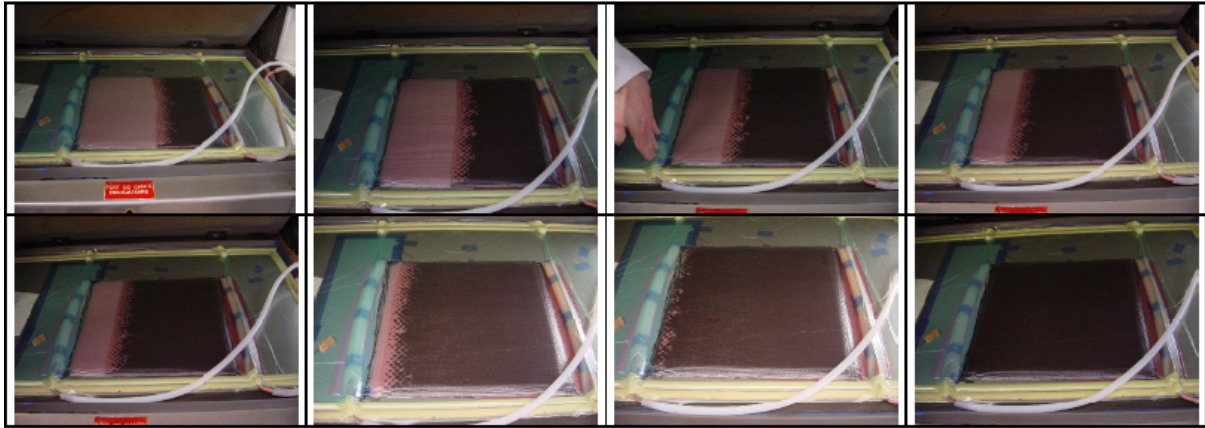


FIG. 1.7 – Infusion progressive de la résine (LRI)

pliquent une meilleure dissociation des phases d'infusion et de réticulation de la résine. Ces procédés permettent de produire des composites possédant de bonnes propriétés mécaniques résultant d'une imprégnation homogène des renforts et de fortes fractions volumiques de fibres (60% de fibres sous certaines conditions de températures et de pressions). Ils sont relativement économiques par rapport au procédé RTM du fait de l'utilisation de moules semi-rigides et du nombre limité de manipulations. Enfin, les problèmes de zones sèches et de bulles d'air rencontrés dans les procédés par injection sur de longues distances sont en grande partie supprimés.

**Les limites :** D'une manière générale, les phénomènes physiques mis en jeu dans les procédés par infusion sont relativement complexes. Le contrôle de l'épaisseur et de la fraction volumique des fibres de la structure finale est extrêmement délicat. La phase de mise au point de nouvelles solutions composites par infusion est donc très coûteuse en terme de R&D. Elle repose essentiellement sur une analyse expérimentale du procédé puisque aucun outil analytique ou numérique ne permettait jusqu'à présent de prévoir les variations d'épaisseurs constatées. Les travaux de thèse de Celle [Celle 07] tentent de pallier l'absence de prédiction. Les difficultés proviennent d'un manque de connaissances au niveau des mécanismes régissant l'interaction entre les différents constituants (la résine et les fibres) et les différentes zones (la zone de résine seule et les nappes). A ces difficultés de compréhension, il faut également ajouter les difficultés de caractérisation de certains paramètres du procédé notamment les viscosités, les phénomènes de capillarité et surtout les perméabilités transverses [Nunez 07].

### 1.4 Problématique : l'optimisation du procédé

L'optimisation du procédé doit à terme conduire à une meilleure qualité des pièces fabriquées. Cette optimisation nécessite le suivi des paramètres pertinents lors de la fabrication. Les principaux paramètres sont la température et la déformation à cœur du matériau.

#### 1.4.1 Suivi des paramètres du procédé

Le suivi du procédé de fabrication peut se réaliser au niveau :

- de l'outillage, les paramètres température et déformation seraient suivis avec des capteurs intégrés dans le moule ;

- du matériau, les paramètres suivis correspondent aux température et déformation au sein même de la pièce qui est fabriquée.

Au départ, la matrice est sous forme de résine liquide, et en subissant le cycle de cuisson température/pression, elle évolue pour devenir solide. Dans le procédé LRI, la préforme est initialement sèche. La résine subit une transformation dite de réticulation. L'état d'avancement de la réaction est quantifié par un paramètre dit degré de réticulation. Cette valeur est initialement nulle et approche de 100% en fin de réaction pour une résine qui aurait entièrement réticulé. Nous allons dans la suite décrire brièvement la réticulation de la résine. Ensuite nous ferons le bilan des contraintes résiduelles et des températures internes.

### 1.4.2 Cycle de réticulation de la résine

La réticulation de la résine est une réaction chimique complexe qui induit à la fois une contraction d'origine chimique et une dilatation d'origine thermique à cause de l'exothermie de la réaction. Le mécanisme de durcissement de la résine est complexe. Cet aspect est traité de manière plus approfondie dans la thèse de [Jochum 99] ou [Jugla 05]. Le retrait chimique est traité dans les travaux de [Li 04]. D'après [Jochum 99], l'avancement de la réaction est décrit à travers un diagramme dit TTT, *Temps-Température-Transformation*. Un diagramme de ce type est donné figure 1.8.

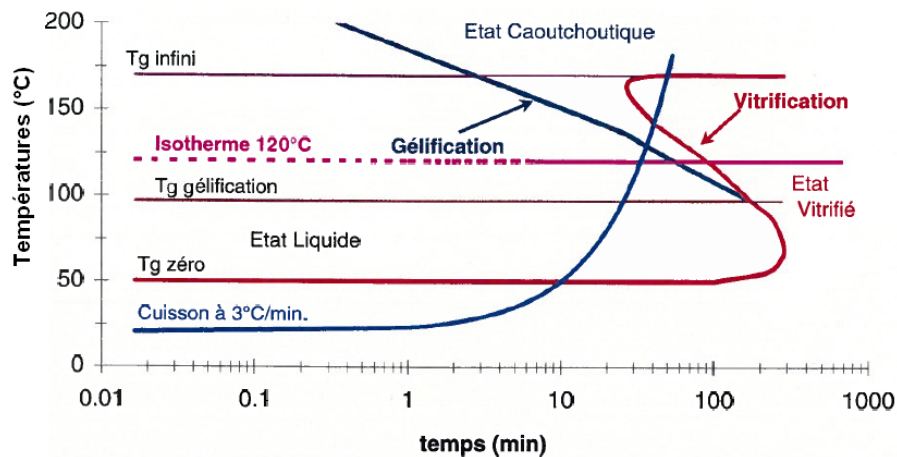


FIG. 1.8 – Diagramme *Temps-Température-Transformation* (TTT) de la résine époxy LY 556 [Jochum 99]

Ce diagramme met en avant que le choix de la température de cuisson par rapport à la température caractéristique  $Tg_0$  ou  $Tg_\infty$  détermine plusieurs types de scénario pour la résine. En effet, le diagramme 1.8 ici fait apparaître trois différentes évolutions pour la résine. C'est pourquoi le devenir thermique ou mécanique de la résine seule n'est pas trivial même lorsque le cycle imposé est simple.

### 1.4.3 Bilan des contraintes et des températures

Les contraintes et température qui entrent en jeu lors du procédé sont :

- les températures aux frontières,
- la puissance thermique dégagée par la réaction chimique de la résine,
- les contraintes mécaniques imposées par la pression de l'outillage ou le vide (LRI-RFI),
- les contraintes d'origines thermiques (dilatations ou différentielles),
- les contraintes dues à l'empilement du stratifié,

- les contraintes d’origine chimique dues à la réticulation de la résine.

### 1.4.4 Bilan des problèmes

#### Dimensionnement et problèmes géométriques

Lors de la fabrication des pièces de composites, il est fréquent de rencontrer des problèmes géométriques et/ou de dimensionnement. Les pièces fabriquées peuvent présenter des courbures indésirables et fléchir lors du refroidissement. Ces **phénomènes de fléchissement** et de retrait (*shrinkage*) sont dus aux contraintes thermo-mécaniques provoquées par la chute de température. Une absence d’homogénéité de la température ou une mauvaise distribution de la résine peut entraîner au final une **hétérogénéité de l’épaisseur**. Les contraintes thermo-mécaniques indésirables peuvent également conduire à des plaques non planes. Nous avons ainsi des problèmes de **planéarité** des pièces finales. Ces problèmes de dimensionnement, fléchissement, d’hétérogénéité d’épaisseur et de planéarité dégradent la qualité des pièces. Pour évaluer les hétérogénéités de température ou de déformation, il faut réaliser des mesures distribuées dans le matériau ou alors développer des capteurs spéciaux sensibles aux gradients.

#### Optimisation du cycle de cuisson

Le temps et les températures de cuisson sont des données ayant un impact économique important mais également un impact sur la qualité des pièces fabriquées. Le temps de cuisson dépend surtout de la fin de la réaction de la résine. L’optimisation de ce temps conduit à des économies d’énergie et de temps de fabrication.

#### Tenue mécanique de la structure finale

L’état de déformation finale de la pièce après fabrication influe sur la tenue mécanique de la structure. Des **contraintes résiduelles** trop importantes peuvent favoriser l’apparition de fissures et donc réduire considérablement la tenue du matériau. La température et la déformation pourrait influencer sur les **porosités** qui favorisent les fissurations d’où l’intérêt de les connaître tout au long de l’élaboration.

#### Life monitoring ou suivi de la structure en service

L’instrumentation à cœur pendant le procédé de fabrication permet également de suivre les paramètres lors de la structure en service. Le **contrôle de santé** de la structure (SHM : *Structural Health Monitoring*) peut se faire au moyen de capteurs intégrés.

## 1.5 Moyens de mesures des paramètres du procédé

---

Nous allons présenter les moyens déjà existants pour suivre les paramètres du procédé.

Une méthode de mesure de contraintes résiduelles internes classique est celle du trou incrémental. C’est une méthode qui nécessite un prélèvement d’éprouvette sur la structure, et donc est nécessairement destructive. C’est pourquoi les travaux actuels visent à rendre le matériau *intelligent* (*smart structures*). Ceci se fait au moyen de capteurs intégrés pour faire l’économie des contrôles destructifs.

Des moyens techniques existent pour les analyses et la caractérisation des plaques fabriquées. Ils permettent de caractériser la **réticulation** de la résine, d’analyser les **porosités** d’une pièce, ou de mesurer les **épaisseurs** de la plaque. Ceux-ci sont connus sous leur abréviation DSC et DMTA pour les résines et C-Scan pour les structures de composites. La première méthode dite DSC (*Differential Scanning Calorimetry*) est une technique calorimétrique qui détermine le degré d’avancement d’une réaction en fonction de l’énergie d’enthalpie dégagée. La seconde DMTA (*Dynamic Mechanical Thermal*

*Analysis*) est une technique d'analyse de la viscosité. Le C-Scan est une technique de caractérisation des distributions de densité d'une pièce fondée sur le temps de propagation des ondes acoustiques. Cependant, ces moyens ne permettent pas le suivi du procédé, ni n'ont d'intérêt quelconque pour la tenue de la pièce en service.

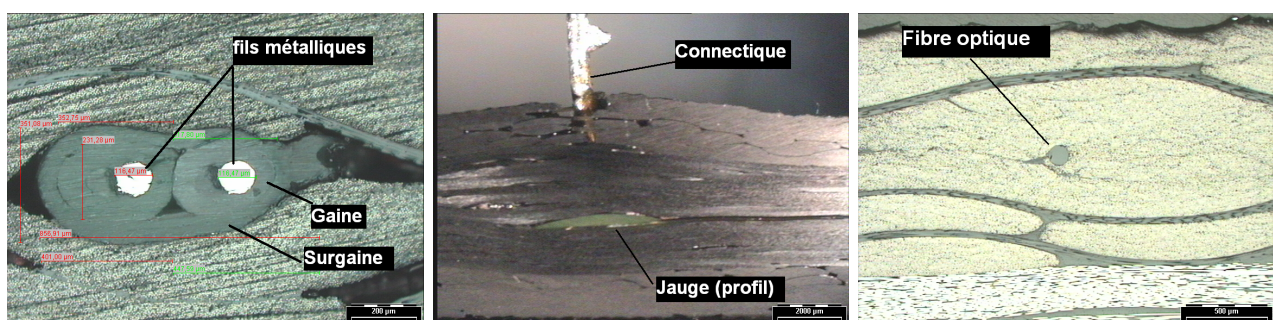
Des mesures optiques de champs sont proposées pour suivre les **déformations** des structures. On pourra citer la corrélation d'images, les méthodes interférométrique, [Orteu 04]. Ces méthodes permettent généralement d'obtenir des cartographies de forme, de déplacements ou de déformations des pièces analysées. Des mesures de champs de température sont réalisables au moyen de caméra thermographique infrarouge [Orteu 04]. Cependant, elles ne peuvent, pour le moment, être utilisées dans le cadre d'un procédé où le moule est fermé.

Pour le suivi des **températures**, le moyen le plus courant est l'utilisation de thermocouples. Les fabricants les proposent avec des natures et des sections de fils variées. La figure 1.9.a montre par exemple un micro-thermocouple dont le diamètre d'un fil seul est de 115 micromètres (l'ensemble 2 fils gainés et surgainés sont de l'ordre de 350 micromètres) introduit dans un stratifié de composite à fibres de carbone.

De même, les **déformations** sont mesurées le plus souvent avec des jauges électriques de déformation. Il est proposé par la société HBM, depuis peu, des jauges qui se veulent non intrusives et qui peuvent être intégrées dans la structure composite. Cependant, un problème de ces méthodes est leur caractère intrusif. La figure 1.9.b montre une coupe transversale d'une jauge de déformation électrique ayant été intégrée dans une plaque. Cette figure montre l'étendue des défauts engendrés par la présence d'un capteur. Sa présence seule est assimilable à un défaut. De plus, le capteur perturbe fortement l'organisation de l'environnement des fibres de carbone. Des porosités sont particulièrement observables près des bornes de la jauge.

Même si les moyens classiques sont efficaces sur le plan de la mesure, la fibre optique pourrait devenir à terme la technologie la plus appropriée à l'intégration dans le matériau.

La fibre optique est à notre avis le capteur le **moins intrusif** des trois technologies. Cette affirmation est illustrée avec la figure 1.9.c. qui présente un bon arrangement des fibres de carbone autour de la fibre optique dénudée. Sur la figure 1.9, nous avons réalisé trois observations au microscope afin de comparer les insertions des trois types de capteurs : micro-thermocouple, jauge de déformation, fibre optique. Par ailleurs, dans ce document, nous tenterons de quantifier le caractère intrusif de la fibre optique afin d'étayer notre opinion. Nous allons faire dans la section suivante un état de l'art des travaux portant sur l'utilisation des FBG dans les matériaux composites.



(a) Microthermocouple

(b) Jauge de déformation

(c) Fibre optique

FIG. 1.9 – Comparaison de l'intégration dans le composite de différents capteurs

### 1.5.1 Choix du capteur à fibre optique intégré

#### 1.5.1.1 Choix de la fibre optique

La principale raison est que la fibre optique a une géométrie proche des fibres de renfort. Sa géométrie filiforme et ses dimensions de l'ordre du dixième du millimètre sont particulièrement intéressantes par rapport aux autres capteurs pour l'intégration au milieu des fibres de renforts des composites. Sa présence est probablement la moins perturbante comme nous l'avons déjà souligné dans le paragraphe précédent. La fibre optique est le support qui peut être a priori le moins assimilé à un défaut dans la structure. Ce support présente aussi d'autres avantages. Il est peu sensible à l'environnement. La quantité d'information pouvant circuler est supérieure aux matériaux classiquement utilisés pour le transport d'information comme le cuivre. Il ne subit pas en principe la corrosion par l'humidité. Enfin, étant classé dans le domaine des céramiques il existe des fibres dont la nature de son matériau en silice ou d'autres matériaux peuvent tenir à de très hautes températures. Il hérite également des inconvénients spécifiques de ces matériaux, c'est-à-dire principalement de leur fragilité.

#### 1.5.1.2 Choix du FBG, *Fiber Bragg Grating*

Des équipes de recherche travaillent depuis plusieurs années sur l'introduction de capteur à réseau de Bragg (FBG) dans les matériaux composites. C'est un capteur dont le principe d'utilisation est relativement simple et permettant des mesures locales. Le FBG est d'autre part intégré sur la fibre optique qui joue le rôle à la fois le moyen pour transporter le signal et le support physique du capteur. Il est peu coûteux dans la mesure où on dispose d'équipement de gravure et déjà proposé commercialement (de l'ordre de 50 à 100 euros l'unité). De plus, le capteur FBG est **multiplexable**. C'est-à-dire qu'il permet la distribution de réseaux de capteurs en plusieurs points dans la pièce. De nombreux brevets protègent également son utilisation industrielle. Nous allons faire rapidement, dans ce qui suit, un tour d'horizon des travaux les plus récents qui traitent en particulier des FBG dans les composites.

#### 1.5.1.3 FBG pour la caractérisation mécanique et le suivi de fabrication de composites

S. Vacher [Vacher 04] dans ses travaux, a développé et employé deux capteurs pour la caractérisation mécanique des matériaux composites. Tous deux sont réalisés à partir de fibre optique. Le premier est un capteur à modulation d'intensité permettant de mesurer une intensité en bout de fibre et donc une mesure de l'indice optique du milieu. Celui-ci a permis d'avoir l'évolution de l'indice optique du milieu où il était noyé et ainsi de remonter à l'état d'avancement de la réticulation de la résine RTM6 (Figure 1.10).

Vacher a, de plus, intégré des capteurs FBG pour le suivi du procédé RFI. Plusieurs empilements de composites carbone/époxy ont été réalisés (figure 1.11) :

- unidirectionnel (12 plis) avec un FBG protégé par un tube capillaire et un FBG non protégé afin de découpler les effets température/déformation,
- empilement symétrique  $[0_6/90_3]_S$  et  $[0_6/90_6]_S$ ,
- antisymétrique  $[0_6/90_6]$ .

Les empilements asymétriques qu'il a réalisés ont permis notamment de voir que le capteur FBG se comportait de manière complexe dès lors que les sollicitations externes étaient triaxiales.

Vacher a réalisé le découplage des effets de la température et de la déformation, point problématique des FBG, avec un tube capillaire permettant d'isoler mécaniquement un des capteurs. Les capteurs FBG ont permis de suivre le signal renvoyé par le FBG au cours du procédé RFI. La mise

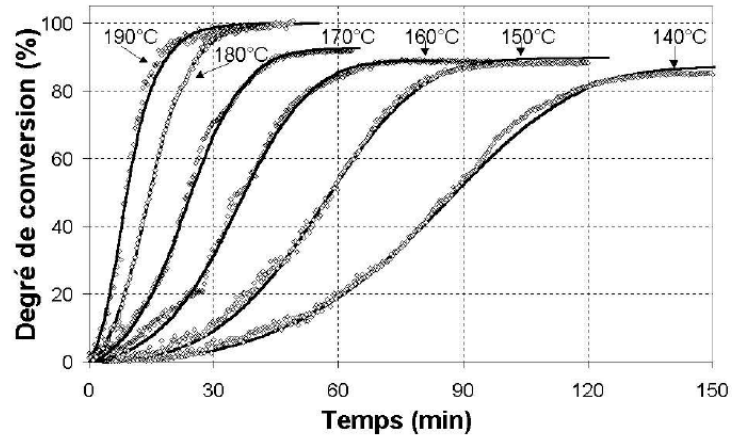


FIG. 1.10 – Suivi de la réticulation de la RTM6 [Vacher 04]

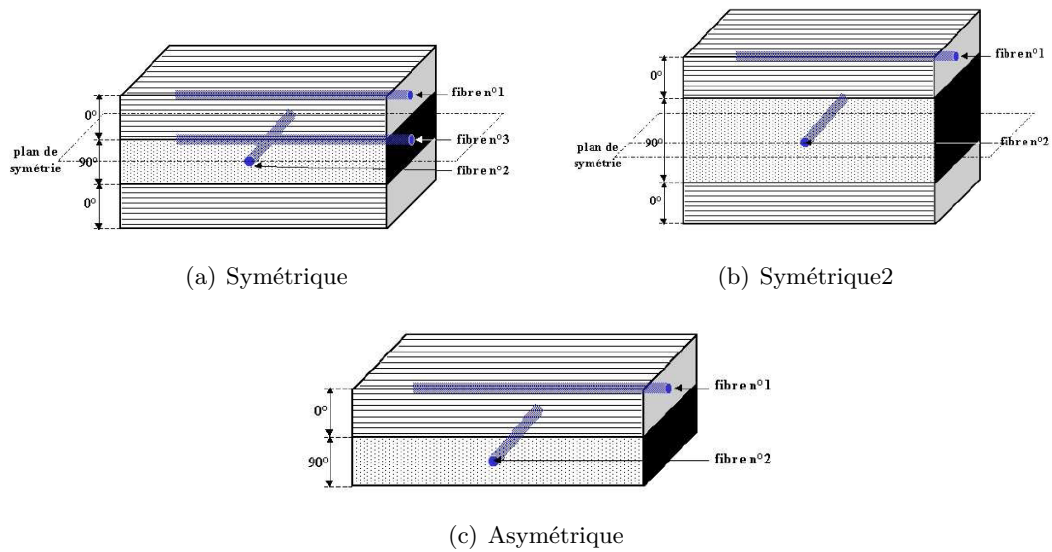


FIG. 1.11 – Empilements  $[0_6/90_3]_S$ ,  $[0_6/90_6]_S$ ,  $[0_6/90_6]$  avec FBG intégrés [Vacher 04]

en correspondance avec les températures ou les déformations n'est pas explicitée ici dans ses travaux (figure 1.12) mais les évolutions des courbes permettent de rendre compte du fort potentiel des FBG pour le suivi des procédés de fabrication des composites.

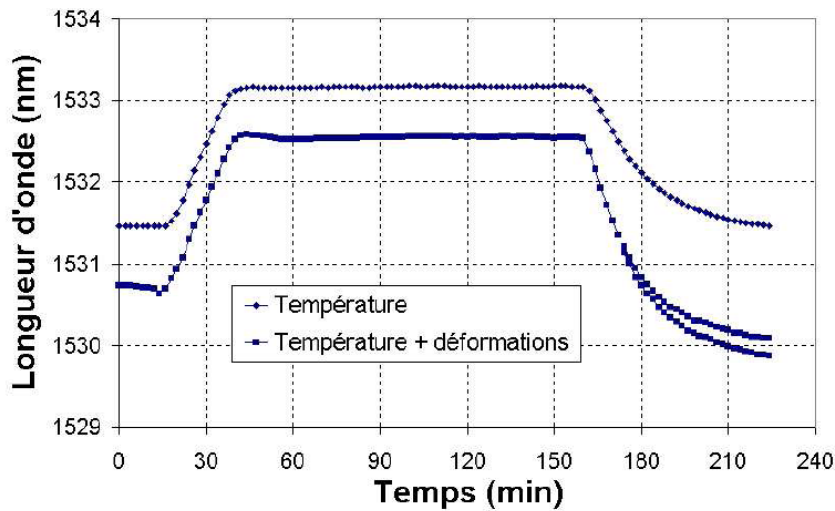


FIG. 1.12 – Suivi du procédé RFI par FBG [Vacher 04]

### 1.5.1.4 FBG pour la détection d'impacts et de délaminage des composites

Des chercheurs japonais ont exploité les capteurs FBG pour la détection de dommages dans les matériaux composites. Okabe et al. [Okabe 00] ont proposé l'emploi des FBG *chirpés* et travaillé sur des éprouvettes simples. Takeda et al. [Takeda 06] ont introduit un capteur à fibre optique dans une éprouvette de stratifiés à double encoches. De même, Yashiro et al. [Yashiro 05] ont introduit le capteur à FBG dans une éprouvette trouée présentant un délaminage à proximité d'un perçage circulaire lors de la traction (voir figures 1.13). Les travaux de ces chercheurs visent à exploiter le FBG dans toute une longueur pour détecter en un lieu donné une fissuration ou un endommagement du matériau. La détection des fissures est perceptible dans les signaux des FBG *chirpés*. La localisation précise est même possible. Les travaux s'inscrivent dans une démarche de SHM (*Structural Health Monitoring*). Une revue de Kuang [Kuang 03] est consacré au SHM par FBG pour les composites. Enfin dans le même type de travaux, Capoluongo et al. [Capoluongo 07] ont réalisé également la détection des fissurations au moyen de capteur FBG. Les auteurs ont soumis des éprouvettes à des sollicitations dynamiques de type vibratoire.

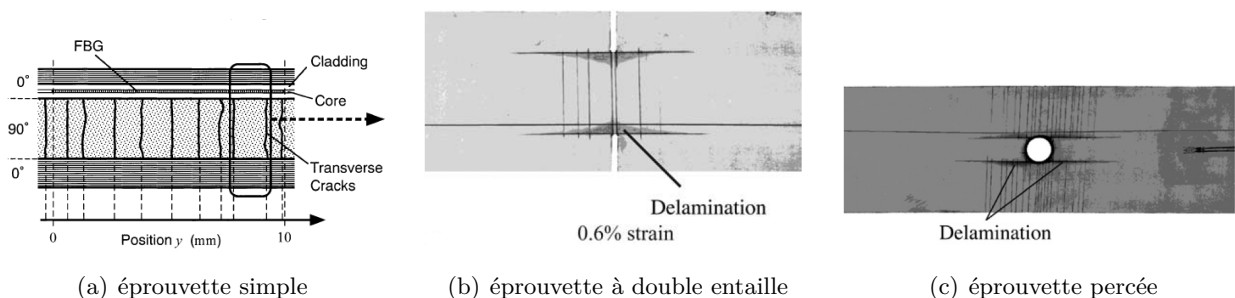


FIG. 1.13 – Détection de fissuration et délaminage par FBG intégrés au coeur d'éprouvettes (a) [Okabe 00], (b) [Takeda 06] et (c) [Yashiro 05]

1.5.1.5 FBG pour les mesures de déformation résiduelle des composites

Kuang et al. [Kuang 01] ont intégré un capteur FBG dans des structures composites de carbone, de verre, et également à fibre d'aluminium. Ils ont évalué les déformations résiduelles pour ces trois composites. Les déformations résiduelles mesurées pour les différentes configurations sont représentées sur le graphique de la figure 1.14. Ils ont d'autre part observé, qu'en fonction de la direction du capteur par rapport au renfort, le signal se décalait simplement ou se dédoublait en deux pics pour le cas où la fibre optique était perpendiculaire aux renforts.

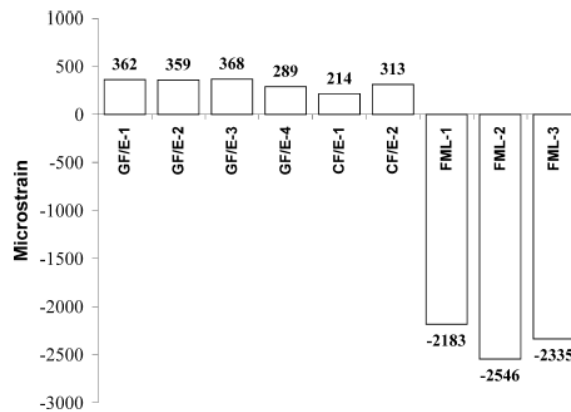


FIG. 1.14 – Estimation des déformations résiduelles pour 3 composites (verre GF, carbone CF, aluminium FML) [Kuang 01]

Guemes et al. [Guemes 02] ont réalisé un suivi de cuisson de composite stratifié graphite/epoxy (44 plis d'UD AS4-8552 pré-imprégné avec un empilement (quasi-isotropique), sous presse chauffante au moyen du capteur FBG). Dans cette cuisson, ils ont observé le dédoublement du pic de Bragg (effet de biréfringence), celui-ci est présenté sur la figure 1.15.a. De plus, ils ont mis en avant le fait que le spectre devient plus compliqué à exploiter du fait du gradient de déformation imposé sur le capteur FBG. Enfin, ils ont quantifié les contraintes résiduelles internes grâce aux capteurs FBG par une relaxation du matériau à l'aide du perçage d'un trou de diamètre progressif (Figure 1.15.b).

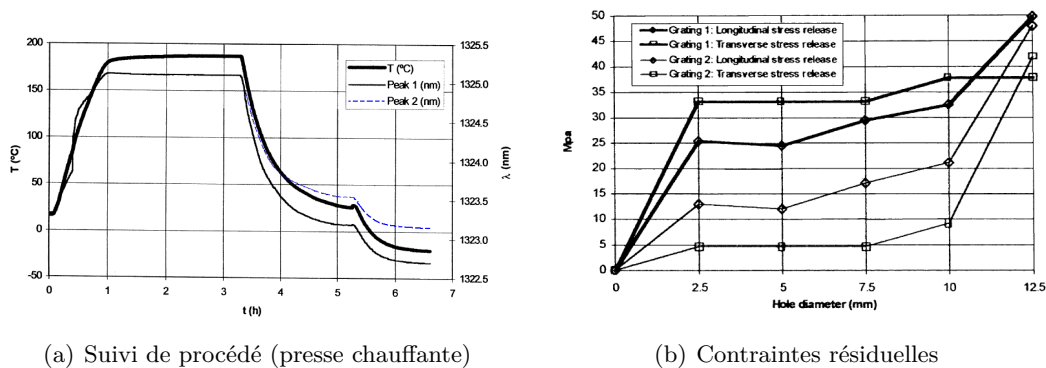


FIG. 1.15 – Suivi de procédé par FBG et caractérisations mécaniques [Guemes 02]



## 1.5.1.6 FBG pour le suivi des réticulations de résines époxydes

Les travaux de Giordano et al. [Giordano 04] concernent le suivi de la réticulation de résine coulée dans un moule en aluminium au moyen de capteur FBG (Figure 1.16). La réponse du FBG (Figure 1.16.b) dépend de l'avancement de la réticulation de résine car le capteur est sensible aux propriétés du milieu qui l'enrobe. Antonucci et al. [Antonucci 06] explorent les mêmes aspects expérimentaux en tentant de modéliser par éléments finis le dispositif composé du moule en aluminium et de résine en cours de réticulation. Enfin encore récemment des travaux d'instrumentation par FBG sont évoqués par Wang et al. [Wang 07]. Dans leurs travaux, les FBG sont utilisés pour mesurer le retrait chimique ainsi que le coefficient de dilatation thermique de la résine.

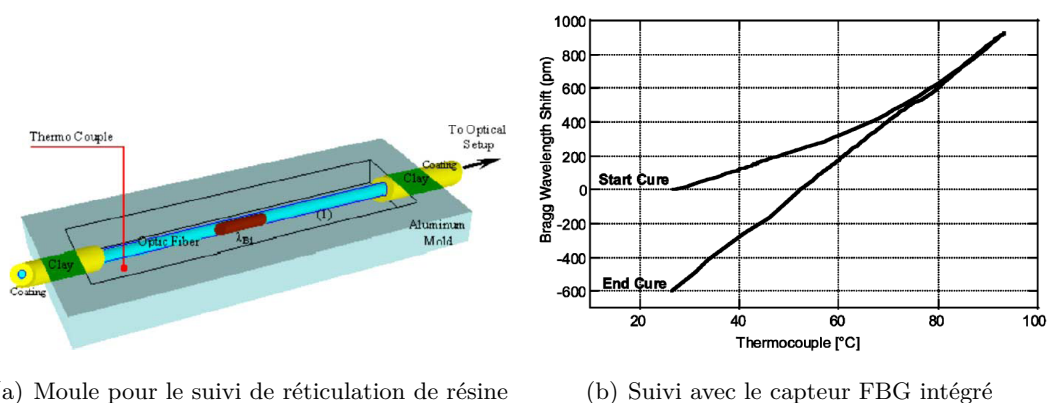


FIG. 1.16 – FBG pour le suivi de la réticulation des résines [Giordano 04]

## 1.5.1.7 FBG pour la tenue mécanique des pièces composites et des résines

Les travaux de l'équipe de Botsis [Botsis 05] couvrent une grande partie des domaines de recherches concernant l'utilisation des capteurs FBG pour l'intégration dans des résines ou des matériaux composites. En effet, des mesures de contraintes résiduelles en fin de réticulation d'éprouvettes en résine époxyde sont réalisées dans les travaux de Colpo et al. [Colpo 06b], Humbert et al. [Humbert 03], et également de Sorensen et al. [Sorensen 06].

Les travaux de Peters et al. [Peters 01] traitent de l'étude de gradients de déformation avec des capteurs FBG noyés dans une éprouvette de résine à section variable le long du capteur FBG. Ils prédisent les spectres au moyen de la méthode *T-matrix*, et comparent les spectres expérimentaux aux spectres numériquement prédits par cette méthode. La figure 1.17.a montre un exemple d'éprouvette et la figure 1.17 fait apparaître une comparaison entre spectre simulé par *T-Matrix* et spectre expérimental.

Les travaux de Bosia et al. [Bosia 02], [Bosia 04] concernent également l'intégration de plusieurs FBG dans une plaque de stratifié verre/polypropylène. Ils ont placé des FBG à plusieurs niveaux dans l'épaisseur de la plaque. L'objectif est de vérifier expérimentalement la théorie des plaques stratifiées. Les auteurs analysent le comportement en flexion du stratifié instrumenté par plusieurs FBG et comparent les déformations mesurées à des mesures de champs par interférométrie de *speckles* en surface (ESPI) et des calculs par éléments finis (Figure 1.18).

Studer et al. [Studer 03] ont exploité les réseaux de Bragg pour l'étude du mécanisme de fissuration dans les matériaux composites. Ils ont mesuré au moyen des capteurs à fibres optiques les forces pontantes des renforts dans une éprouvette de résine entaillée. L'entaille reproduit artificiellement un fond de fissuration. En exploitant les signaux du capteur et la méthode de *T-matrix*, ils arrivent à

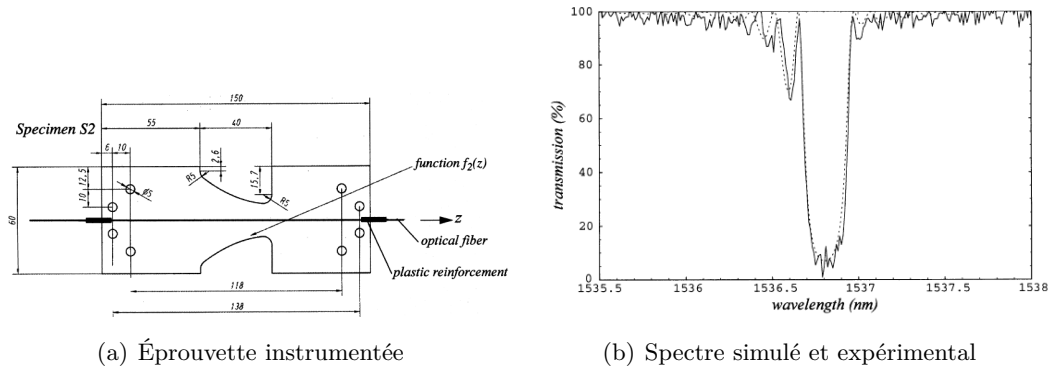


FIG. 1.17 – Mesures de gradient de déformation par FBG et T-Matrix dans les résines [Peters 01]

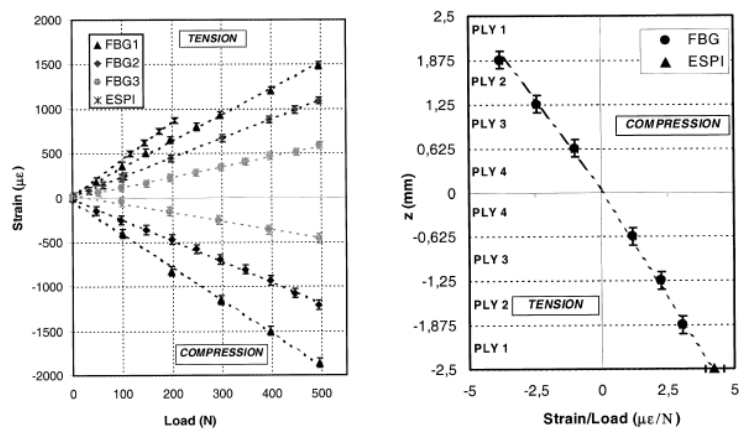


FIG. 1.18 – Mesures de déformations avec FBG intégrés dans un stratifié comparé à l'ESPI [Bosia 02] [Bosia 04]

retrouver, de façon satisfaisante, l'allure de la force de pontage. Celle-ci est comparée aux modèles existants (Figure 1.19).

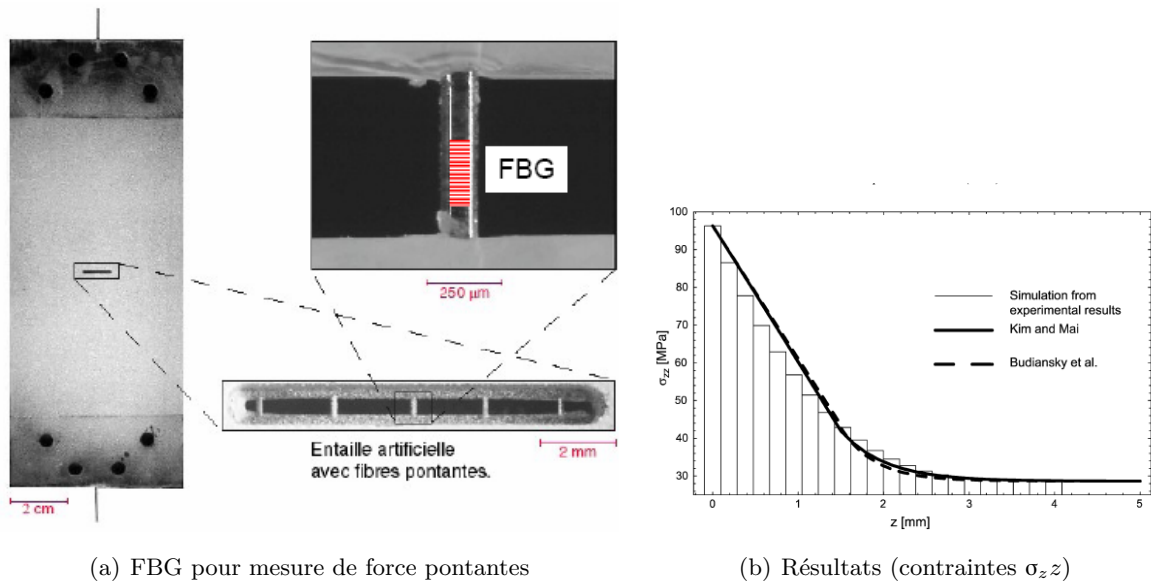


FIG. 1.19 – Mesures de forces pontantes par FBG [Studer 03]

Colpo et al. [Colpo 06b] mesurent les déformations résiduelles le long du capteur. Ils ont développé pour cela l'OLCR (*Optical Low Coherence Reflectometry*). Il s'agit d'une technique d'interrogation du capteur FBG qui permet de balayer toute la longueur du capteur et de connaître la variation de période locale, et donc la déformation locale. Cette méthode est introduite par ailleurs dans les travaux de Skaar [Skaar 00]. Ils mesurent grâce à cette technique d'interrogation les champs de déformations non-uniformes le long de l'axe principal de cylindres réalisés en résines époxydes. La technique est riche et se démarque des travaux d'identifications et simulation par *T-matrix* des travaux de cette même équipe. D'après Botsis [Botsis 05], la technique proposée est bien plus efficace pour la reconstitution des gradients de déformations longitudinaux le long du FBG (Figure 1.20.a). Des cas où le cylindre de résine est entaillé sont également traités (Figure 1.20.b).

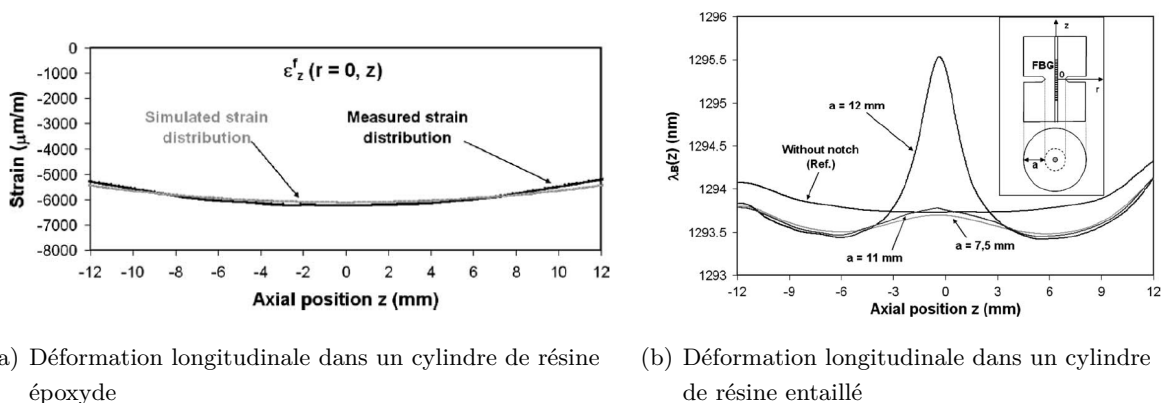


FIG. 1.20 – Mesure de gradient de déformation par OLCR/FBG [Colpo 06b]

Enfin, pour terminer avec l'aperçu des travaux de l'équipe de l'EPFL, nous citerons ceux de Sorensen [Sorensen 06]. Dans ces travaux, sont évaluées les déformations résiduelles cette fois non plus

dans les résines mais dans un matériau composite : le AS4/PPS.

En France, nous pouvons citer les travaux menés par l'équipe de Collombet [Collombet 07]. La thèse de Mulle [Mulle 07a] présente des travaux proches de ceux de [Bosia 04] concernant la mesure de déformation dans un stratifié. Les travaux se distinguent car les capteurs FBG sont intégrés à différentes épaisseurs dans une éprouvette technologique avec prise de plis et perçage. Les déformations mesurées par les capteurs FBG au centre de l'éprouvette sont comparées aux champs de déformation en surface mesurés par stéréo-corrélation d'images en flexion 4 points (Figures 1.21).

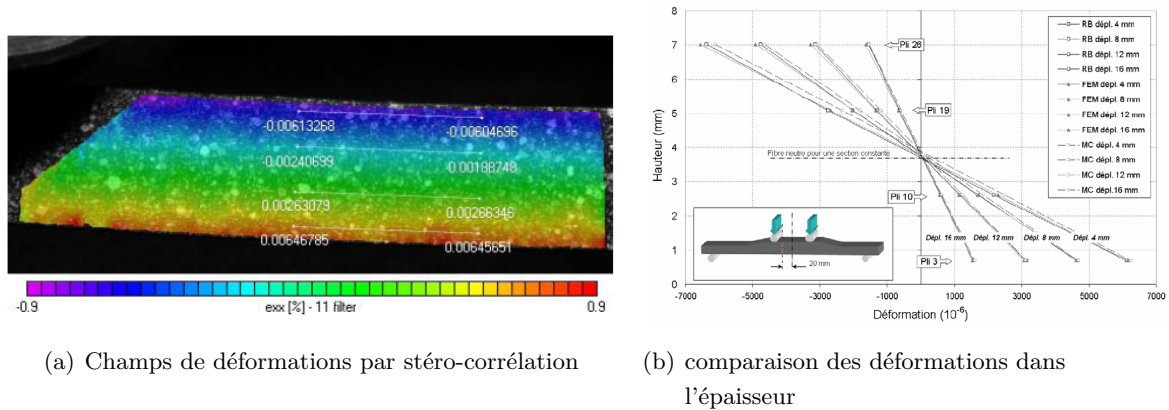


FIG. 1.21 – Mesure de gradient de déformation dans l'épaisseur d'une éprouvette technologique de composite [Mulle 07b]

Hernandez et al. [Hernandez 07] ont mesuré des déformations par capteur FBG dans un tube de composite de verre/epoxy obtenue par enroulement filamentaire hélicoïdal ( $\pm 55^\circ$ ). Deux capteurs sont placés dans le tube, l'un dans la direction axiale (Fbg2 sur la figure 1.22.a) et l'autre dans la direction circonférentielle du tube (Fbg1 sur la figure 1.22.a). La figure 1.22.b représente les déformations mesurées par les deux capteurs au cours du procédé.

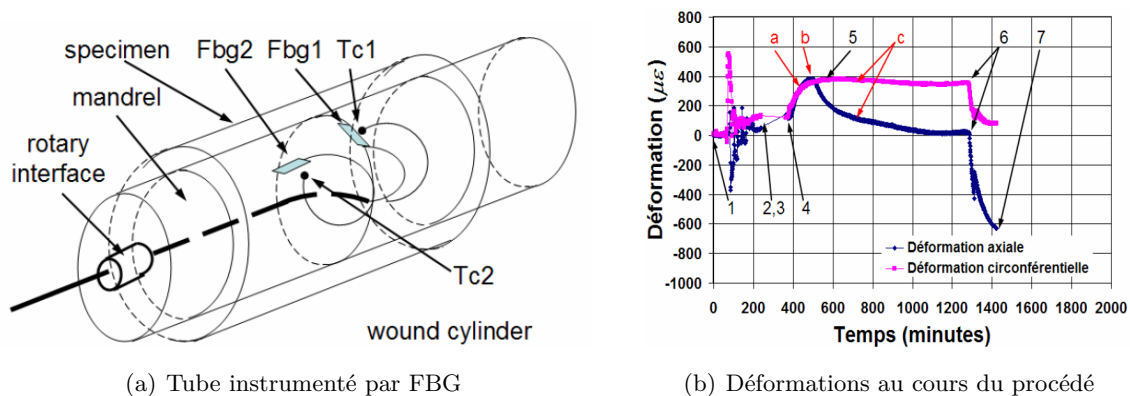


FIG. 1.22 – Mesure de déformation dans un tube d'enroulement filamentaire [Hernandez 07]

### 1.5.2 Objectifs de la thèse

Nous venons de souligner dans ce premier chapitre l'intérêt des FBG pour les composites. Nos travaux s'inscrivent dans la continuité des travaux précédents en renforçant certains aspects que nous avons jugés pertinents.

L'exploitation du capteur ne peut se faire sans connaître les phénomènes à savoir la **physique du FBG, et le principe de mesure du capteur FBG**. C'est pourquoi le chapitre 2 abordera ces aspects. Il permettra de comprendre comment le capteur FBG peut être sensible à certaines grandeurs qui lui sont externes.

Un problème lié à l'introduction du FBG dans le composite est celui de l'**intrusivité**. Nous avons précédemment abordé le problème de l'introduction de la fibre optique dans le matériau composite. Il est admis généralement que celui-ci n'induit pas de perturbation de l'environnement du composite. Cette observation est notée à plusieurs reprises dans la littérature en particulier par Vacher [Vacher 04]. L'objet du chapitre 3 est de **quantifier le caractère intrusif** de la fibre optique dans les matériaux composites.

Il apparaît aussi qu'un certain nombre de points liés à la métrologie du capteur sont peu étudiés. Les erreurs de mesure liées aux systèmes d'interrogation ou au traitement de l'information concernant les applications "matériaux" sont peu ou pas relatées dans la littérature à notre connaissance. De plus, l'étalonnage du capteur doit être optimisé avant intégration dans le matériau. Le capteur peut avoir des résolutions en température et en déformation assez exceptionnelles, jusque  $0,1^{\circ}\text{C}$  et  $1\ \mu\epsilon$ , en théorie. En pratique, **les sources d'incertitudes sont nombreuses** et ces résolutions ne sont pas atteintes. C'est la raison pour laquelle le chapitre 4 concerne certains **aspects métrologiques du capteur FBG**. Ce chapitre a pour objectif de mettre en avant toutes les sources d'incertitudes de la mesure et de les quantifier.

Un nombre important de travaux scientifiques sur ce capteur traite des problèmes de mesures simultanées de température et de déformation. Le cycle de cuisson d'un matériau composite fait nécessairement intervenir ces deux grandeurs. En effet, le capteur présente un atout qui est également un inconvénient : il est sensible à la fois aux actions thermiques et mécaniques et donc il nécessite **un découplage des effets thermiques et de déformation mécanique**. Nous verrons dans le chapitre 5 une revue des techniques qui sont proposées dans la littérature. Nous proposerons une technique dérivée de deux solutions existantes. Les travaux de Giordano [Giordano 04] concernent l'utilisation du capteur FBG pour le suivi de l'évolution de la résine pendant le cycle de cuisson. Nous réaliserons des expériences proches des leurs dans le chapitre 5. Les techniques de découplages seront appliquées aux deux cas particuliers que sont la réticulation de résine époxyde seule et le suivi du procédé de fabrication LRI.

Nous avons vu par le biais des travaux de Botsis [Botsis 05], que le capteur FBG pouvait être exploité pour mesurer des champs non homogènes. Le chapitre 6 reprend les principes de leur travaux, avec des points nouveaux quelques contributions nouvelles. C'est pourquoi dans ce chapitre nous détaillons la méthodologie d'identification, et nous appliquons la méthodologie proposée au cas du **gradient de déformation** et au cas du **gradient de température**.

Pour résumer, nous allons progressivement étudier dans ce manuscrit, tout d'abord le capteur FBG considéré seul, puis à l'intérieur de matériaux composites, ensuite les aspects purement métrologiques du capteur, suivi des difficultés associées aux problèmes des couplages thermo-mécaniques, et enfin une application des capteurs FBG pour la mesure des gradients.



# 2

## Physique des réseaux de Bragg et principe de mesure du capteur

### 2.1 Introduction

---

L'optimisation des procédés de fabrication décrite au chapitre 1 précédent conduit à envisager de nouveaux systèmes de mesure plus performants permettant une mesure correcte et un contrôle *in situ* des principaux paramètres de fabrication : température et déformation. Le capteur FBG est déjà perçu comme un sérieux candidat pouvant remédier aux difficultés rencontrées avec les autres systèmes de mesure et de surveillance existants. Nous proposons ici une description approfondie des capteurs FBG. Nous détaillerons également les dispositifs de fabrication des réseaux. Ensuite, nous expliquerons le principe physique sur lequel repose la mesure. Puis, nous verrons comment le capteur FBG répond aux sollicitations extérieures. Enfin, nous illustrerons les intérêts et enjeux avec quelques applications technologiques. Ces applications conforteront l'idée que le capteur FBG est déjà passé du rang de candidat potentiel à celui de solution de pointe.

Dans un premier temps, ce chapitre reprend succinctement les notions de base sur les capteurs FBG. Pour des informations plus détaillées, on se reportera à deux ouvrages, [Ferdinand 92] et [Joindot 96] consacrés aux fibres optiques et à [Kashyap 99] et [Othonos 99] consacrés plus spécifiquement aux FBG.

La fibre optique est un support qui permet de guider la lumière [Huard 94]. Elle est constituée de deux milieux cylindriques dont les indices de réfraction différents, tous les deux de l'ordre de 1,45, permettent de confiner la lumière au cœur : l'indice de cœur  $n_c$  est un peu plus élevé de quelque millième que celui de la gaine  $n_g$ . Plusieurs profils d'indice existent (à gradient ou saut d'indice). La figure 2.1 montre une coupe de fibre optique typique. Les fibres les plus courantes sont en silice mais il existe aussi des fibres en polymère ou en saphir. Le diamètre de la partie en silice vaut  $125\ \mu\text{m}$ , auquel s'ajoute  $125\ \mu\text{m}$  de gaine mécanique protectrice. C'est un revêtement en matière plastique indispensable qui compense la fragilité de la fibre en verre et la rend souple et robuste. Le diamètre total de la fibre (silice et enveloppe mécanique) mesure donc  $250\ \mu\text{m}$ . Des diamètres plus petits de  $40\ \mu\text{m}$  ont été utilisés, mais ces fibres sont d'usage exceptionnel.

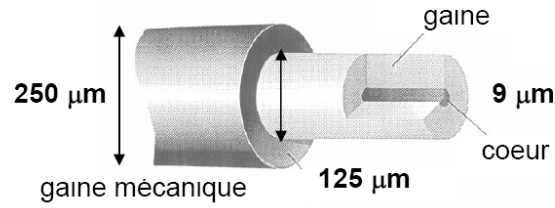


FIG. 2.1 – Fibre optique

Pour définir la fibre optique, on détermine la différence d'indice normalisée  $\Delta_n$ , l'ouverture numérique ON et la fréquence normalisée  $V$  :

$$\Delta_n = \frac{n_c - n_g}{n_c} \quad (2.1)$$

$$ON = \sin \theta_{max} = \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (2.2)$$

$$V = \frac{2\pi a \sqrt{n_c^2 - n_g^2}}{\lambda} \quad (2.3)$$

Avec  $\theta_{max}$  l'angle maximum d'injection de la lumière,  $a$  le rayon du cœur de la fibre,  $\lambda$  la longueur d'onde de la lumière injectée.

Si la fréquence normalisée est inférieure à 2.405, les fibres sont monomodes [Joindot 96] ; au-dessus, elles sont multimodes. Typiquement les fibres monomodes ont des diamètres de cœur de l'ordre de 9  $\mu m$  contre 60  $\mu m$  pour les fibres multimodes. Par mode, on entend trajet lumineux qui parcourt la fibre. Dans notre étude, nous n'avons utilisé que des fibres monomodes SMF (*Single Mode Fiber*) qui correspondent à une plage de longueur d'onde des télécommunications de l'ordre de 1500 nm. Il s'agit d'une bande privilégiée du spectre dans le proche infrarouge où l'atténuation (perte de signal avec la distance) est la plus faible. Elle vaut approximativement 0,2 dB/km. Les fibres optiques les plus courantes sont les SMF28 de la société Corning.

Il est possible d'obtenir une particularité dans le cœur de la fibre optique : un réseau de Bragg. Physiquement, le réseau de Bragg correspond à une petite modulation de l'indice de réfraction  $n_c$  quasi-sinusoidale le long du cœur de la fibre optique (figure 2.2.a). L'indice moyen ou effectif  $n_{eff}$  de la fibre optique (vu par le mode de propagation considéré) vaut approximativement 1,460, la modulation d'indice ( $\Delta n_{mod}$  sur la figure 2.2.b ou  $\overline{\delta n_{eff}}$  dans le manuscrit) est de l'ordre de  $10^{-4}$  et la longueur d'un FBG est typiquement de l'ordre de 5 mm. Quel que soit le montage de fabrication, le FBG est obtenu par une insolation intense par des franges d'interférences (Figure 2.2.b) de faisceaux lumineux dans l'ultra-violet autour de 244 nm de longueur d'onde. La modulation d'indice produite est permanente après extinction du procédé d'insolation UV par franges.

Le phénomène physique propre à la résonance de Bragg est le suivant : lorsqu'une lumière est injectée dans la fibre optique, elle est transmise pour toutes les longueurs d'onde exceptée pour la longueur d'onde dite de Bragg caractéristique qui vaut  $\lambda_B = 2n\Lambda$  ; avec  $\Lambda$  la période de modulation du réseau et  $n$  l'indice effectif (on allégera parfois la notation de  $n_{eff}$  en  $n$ ). Cette relation est la loi de Bragg. Pour cette longueur d'onde caractéristique, il existe un phénomène de résonance avec la période du réseau et nous observons un pic de réflexion.



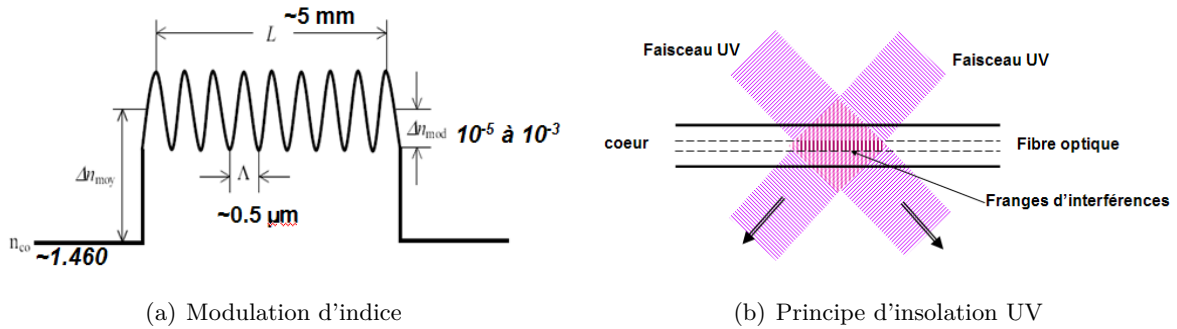


FIG. 2.2 – Le réseau de Bragg

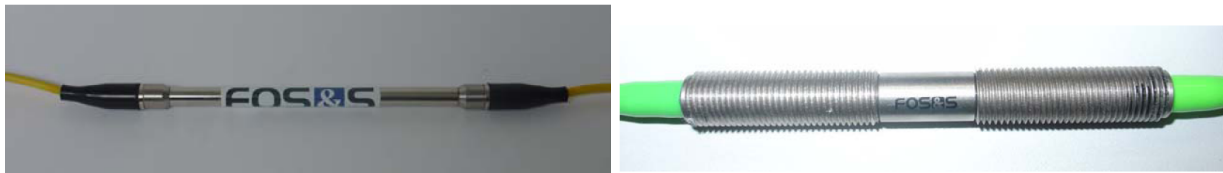
## 2.2 Description et fabrication des FBG

### 2.2.1 Historique

Le nom du “réseau de Bragg” vient du nom de Sir W. L. Bragg, prix Nobel de physique en 1915 et auteur de la célèbre loi de Bragg. Celle-ci traduit une condition de diffraction de faisceaux incidents sur des réseaux (d'où le terme “réseau”) de plans cristallographiques (Figure 2.4.a). Plus tard, dans les années 70, la fibre optique industrielle est introduite par la société Corning. En 1978, Hill et ses collaborateurs observent un phénomène d'atténuation de la puissance transmise d'une fibre soumise à un rayonnement d'ondes stationnaires au sein de son cœur optique. L'équipe d'Hill et al. [Hill 97] aurait accidentellement gravé un réseau de Bragg sur la fibre optique. En effet, cette dernière est photosensible de par sa constitution chimique (silice dopée en germanium). Il faudra attendre la mise au point d'un procédé holographique transverse par Meltz et Morey [Meltz 89] pour avoir un véritable montage de photo-inscription. Le cœur de la fibre optique est soumis à un rayonnement transverse de figures d'interférences. L'insolation par UV induit une modulation de l'indice de réfraction du cœur optique : le réseau de Bragg (parfois appelé réseau de Hill) sur fibre optique est ainsi formé. Aujourd'hui, le réseau de Bragg est commercialisé au même rang que de nombreux composants de la fibre optique. Il peut être vendu nu ou avec un conditionnement approprié pour la mesure thermique ou en déformation comme le propose par exemple la société FOS&S (Figure 2.3.a et 2.3.b) ou encore avec un conditionnement en rosette de FBG comme le propose le CEA LETI (Figure 2.3.c).

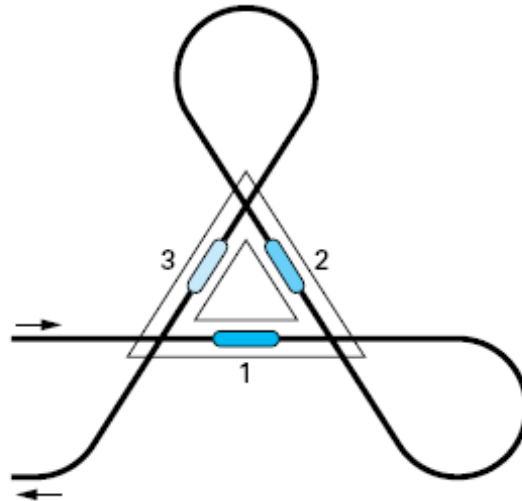
Depuis, des procédés de fabrication variés ont été imaginés, nous les décrirons plus loin. La principale application a été dans un premier temps dans le domaine des télécommunications essentiellement en tant que filtre et non dans le domaine des capteurs [Joindot 96]. En amont de ces aspects commerciaux, depuis une décade environ, les recherches théoriques et les recherches sur les applications industrielles dans le domaine des FBG sont en développement.

La figure 2.4 que nous proposons illustre l'analogie entre la loi de Bragg telle qu'elle est formulée pour la diffraction des rayons dans les plans cristallographiques (Figure 2.4.a) et telle qu'elle devient dans le cas particulier de la fibre optique (Figure 2.4.b). Sur la figure 2.4.a, lorsqu'un plan cristallin reçoit une onde incidente, la diffraction des rayons incidents a lieu, à une longueur d'onde donnée, seulement pour des angles d'incidence et d'émergence particuliers. La différence de marche, notée  $\overline{ACB}$  sur la figure 2.4.a, entre des ondes réfléchies par deux plans réticulaires successifs (distants de  $d$ ) vaut  $d \sin \theta$  multiplié par  $2n$  ( $n$  indice du milieu, et  $\theta$  l'angle d'incidence). La diffraction se produit lorsque cette différence de marche vaut  $m\lambda$  avec  $m$ , un nombre entier représentant l'ordre de diffraction et  $\lambda$  la longueur de l'onde incidente. La loi de Bragg dans les fibres optiques est un cas particulier et se distingue sur deux points :



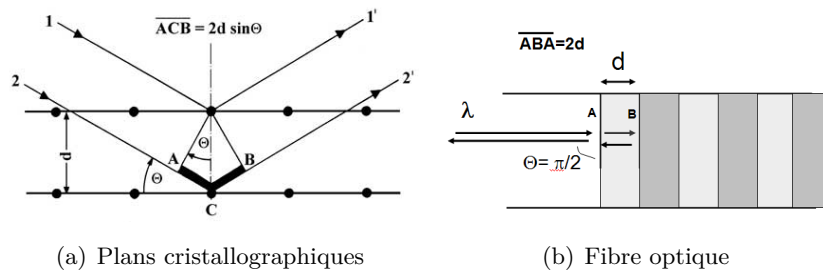
(a) Capteur de température

(b) Capteur de déformation



(c) Rosette

FIG. 2.3 – Capteurs FBG commerciaux proposés par la Société FOS&S (a)(b), rosette de FBG du CEA LETI [Magne 97] (c)



(a) Plans cristallographiques

(b) Fibre optique

FIG. 2.4 – Analogie de la loi de Bragg

- les plans cristallins sont remplacés par une modulation d'indice de réfraction,
- l'angle d'incidence est supposé droit, alors  $2nd \sin \theta$  devient  $2nd$ . L'expression se simplifie en  $\lambda = 2n\Lambda$  où  $\Lambda$  est le pas du réseau (en substituant  $\Lambda$  à  $d$ ).

La condition de Bragg dans les réseaux se démontre d'une autre manière à l'aide d'un formalisme des ondes de la théorie des modes couplés qui impose qu'il y a conservation des moments (plus communément, on dit conservation de l'impulsion). Cela sera présenté dans la suite.

### 2.2.2 Principe : loi de Bragg dans les fibres optiques

De manière générale, la loi de Bragg s'écrit donc :

$$\lambda_B = \frac{2n\Lambda}{m} \tag{2.4}$$

Où  $m$  est un entier qui correspond à l'ordre de diffraction. Couramment,  $m$  est omis ( $m = 1$ ) car on ne considère que le premier ordre de diffraction ;  $\Lambda$  est la période (ou le pas) de modulation de l'indice de réfraction du réseau. Le FBG se comporte comme un miroir sélectif pour la longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B$  où  $n$  correspond à l'indice de réfraction effectif. L'indice effectif équivaut à un moyennage entre l'indice de coeur et la modulation d'indice le long du FBG. Dans certaines situations, les ordres de diffraction  $m$  sont mis à profit (notamment pour le découplage, voir le chapitre 5 *Découplage*). Quand la condition de Bragg est remplie, il y a alors interférence constructive et donc réflexion. Pour les autres longueurs d'onde, la lumière est transmise au travers le réseau car les multiples réflexions sont incohérentes.

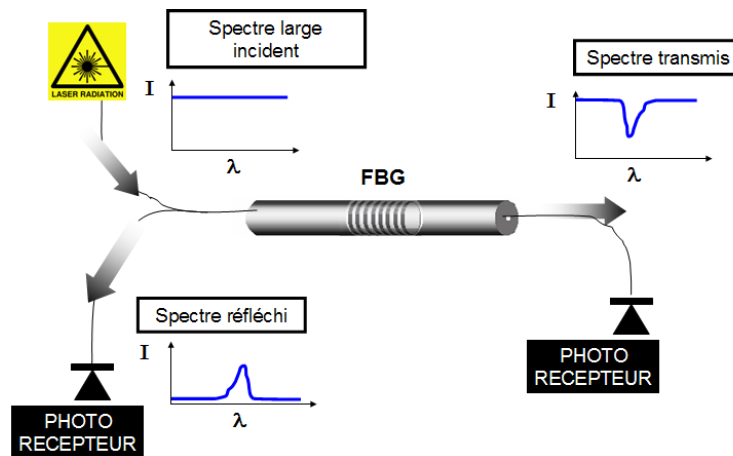


FIG. 2.5 – Réflexion et transmission dans les FBG

Lorsqu'on envoie une lumière incidente admettant une large bande spectrale de longueur d'onde, il est observé un spectre caractéristique  $I = f(\lambda)$  en forme de pic coté lumière réfléchi et un "trou" coté lumière transmise (Figure 2.5). En pratique, la lumière incidente correspond à une source large bande et la puissance lumineuse est mesurée au choix au moyen de photo-récepteur en réflexion ou en transmission. La position du pic correspond à la longueur d'onde pour laquelle la réflexion (ou la transmission) présente un extremum. Pour cette longueur d'onde, l'égalité (2.4) est vérifiée. Le FBG, à la manière d'un filtre coupe-bande laisse passer toutes les longueurs d'onde sauf celles autour de la longueur d'onde de résonance qui correspond au maximum. Le FBG agit donc comme un filtre

coupe-bande en transmission et passe-bande en réflexion. C'est la raison pour laquelle la principale utilisation des FBG est dans le domaine des télécommunications bien avant le domaine des capteurs.

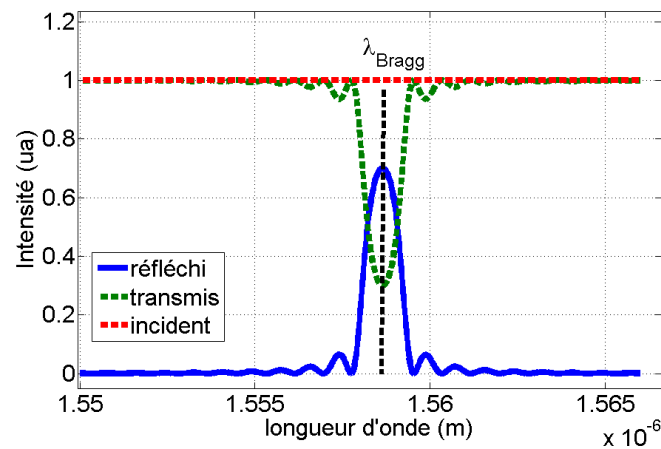


FIG. 2.6 – Spectre d'onde typique en réflexion et transmission au travers d'un FBG

La figure 2.6 montre des spectres typiques : en trait tireté, le spectre en transmission et en trait continu le spectre en réflexion. La sommation des deux spectres donne la puissance qui a été injectée dans la fibre optique (une fonction constante en tireté dans la figure). Il y a conservation de l'énergie en faisant l'hypothèse que les pertes sont nulles. Un spectre en réflexion présente, en général au centre, un pic, et sur les bords, des pics de moindres amplitudes que l'on appelle "pieds" ou lobes latéraux. Les amplitudes des pics s'atténuent à mesure que l'on s'éloigne du pic central.

### 2.2.3 Photo-sensibilité dans la fibre optique et hydrogénation

#### Réaction d'oxydation de la silice

La photosensibilité est la propriété qui caractérise la capacité d'un matériau à s'oxyder sous un rayonnement. Une augmentation de la photosensibilité permet d'améliorer la qualité des réseaux inscrits. La silice de la fibre optique peut être photo-inscrite seule. Mais, en la dopant avec d'autres éléments ou par hydrogénation on peut accroître sa photosensibilité. Nous citerons les travaux de Lam et al. [Lam 81], Hill et al. [Hill 97] et de Meltz et al. [Meltz 89] qui traitent de l'amélioration de la photosensibilité. Les dopants les plus courants sont le germanium, l'erbium, l'euporium et le cérium, l'azote, le phosphore, les terres rares, le fluorure ou l'aluminosilicate. L'inscription du réseau correspond à une irradiation de la silice par un rayonnement ultraviolet (de 240 nm de longueur d'onde) qui fait subir une variation permanente de l'indice de réfraction. Le changement local de l'indice du milieu repose sur le **phénomène chimique d'oxydation** de la silice (ou du germanium). Le matériau de la fibre optique est généralement du dioxyde de silicium ou de la silice fondue amorphe. La réaction d'oxydation est améliorée grâce à la présence ou non d'autres éléments (Bo, GeO, H...) suivant une réaction d'oxydo-réduction d'oxyde de silicium en silicates ou dérivées.

#### Hydrogénation

L'hydrogénation est une manière simple d'augmenter la photosensibilité des fibres en silice. Elle consiste à conditionner les fibres optiques de quelques jours à quelques semaines dans des tuyauteries reliées à des bouteilles d'hydrogène pressurisé. L'hydrogène sous pression diffuse au sein du cœur de la fibre optique. Notons les travaux de Lemaire et al [Lemaire 93] et de Douay et al. [Douay 97] détaillant

ce type d'accroissement de la photosensibilité. C'est par hydrogénation en bouteilles que nous avons conditionné les fibres optiques, qui ont été ensuite photo-inscrites.

### Quelque types dérivés de réseaux

En faisant varier les conditions de gravure (puissance du laser, temps d'exposition, longueurs d'onde, type de pulsation) et les propriétés de la fibre, il est possible de produire différents types de FBG : Type I, Type IIa et Type II [Othonos 99]. D'après Othonos, l'intérêt des différents types est de réaliser des FBG qui ont une tenue en température accrue. Des FBG de différente nature et gravés sur différents supports sont proposés dans la littérature. Nous citerons un FBG proposé par Fokine et al. [Fokine 02] dit *chimique* qui supporte des températures supérieures à 800° et trouve une application pour l'étude de la solidification d'alliages à base d'aluminium [Heiberg 02]. Dans ce FBG, la modulation d'indice est obtenue par modulation de concentration chimique. Enfin, Grobncic et al. [Grobncic 04] présentent un capteur FBG gravé sur une fibre multimode en saphir ayant le potentiel d'opérer à des températures de 2000°C.

Nous allons maintenant décrire les méthodes de fabrication ou d'inscription des FBG.

### 2.2.4 Fabrication des FBG

#### 2.2.4.1 Description des différentes méthodes de fabrication

Trois méthodes principales sont employées : le procédé holographique transverse de [Meltz 89], le procédé par masque de phase et la gravure point par point.

Historiquement, le premier procédé qui a produit un FBG sur une fibre optique diffère de ceux que nous venons de citer. Il s'agit de celui de Hill et al. [Hill 97] qui auraient "accidentellement" formé un FBG en injectant dans la fibre des ondes stationnaires. Ces ondes stationnaires ont provoqué une gravure permanente. La méthode, bien qu'intéressante sur le plan scientifique n'a pas été très utilisée par la suite. La raison est que la variation de l'indice de réfraction était, d'une part, très faible et, d'autre part, le réseau est étalé le long de toute la fibre.

La première méthode de fabrication efficace, celle du **procédé holographique transverse**, a été proposée par Meltz et al. [Meltz 89]. Celle-ci utilise des miroirs orientés vers la zone à graver et une source UV excimer (à 244 nm et à 20 mW de puissance) induisant des interférences localisées sur une longueur d'environ 5 mm.

Les procédés d'inscription basés sur le prisme ou sur le miroir de Lloyd dérivent du procédé de Meltz et al. [Meltz 89]. La distinction provient du fait que ceux basés sur les miroirs admettent des interférences par un dédoublement de front d'ondes contrairement au procédé de Meltz qui est à dédoublement d'amplitudes. Ce procédé est peu courant, mais il présente des atouts importants :

- il est possible en tournant l'angle du prisme de graver un réseau avec le pas désiré),
- les réseaux obtenus sont apodisés : les spectres ne présentent pas les pieds latéraux,
- pas de translation de laser ou de fibre optique, une fois l'alignement optique réglé (plutôt difficile),
- les réseaux sont de bonne qualité (l'uniformité du réseau induit un spectre bien équilibré)

Une étude [Gadonna 03] peut compléter cette description du banc d'inscription de Lloyd.

Lors de cette étude, certains FBG ont été gravés avec le montage de Lloyd (figure 2.7). Le montage présente un laser COHERENT à Argon de 0.12 Watt dans la gamme UV laser (240 nm). La procédure d'alignement optique nécessite un ajustement minutieux, le montage optique est réalisé sur un plan placé sur coussin d'air. Deux lentilles consécutives (une lentille convergente et une divergente

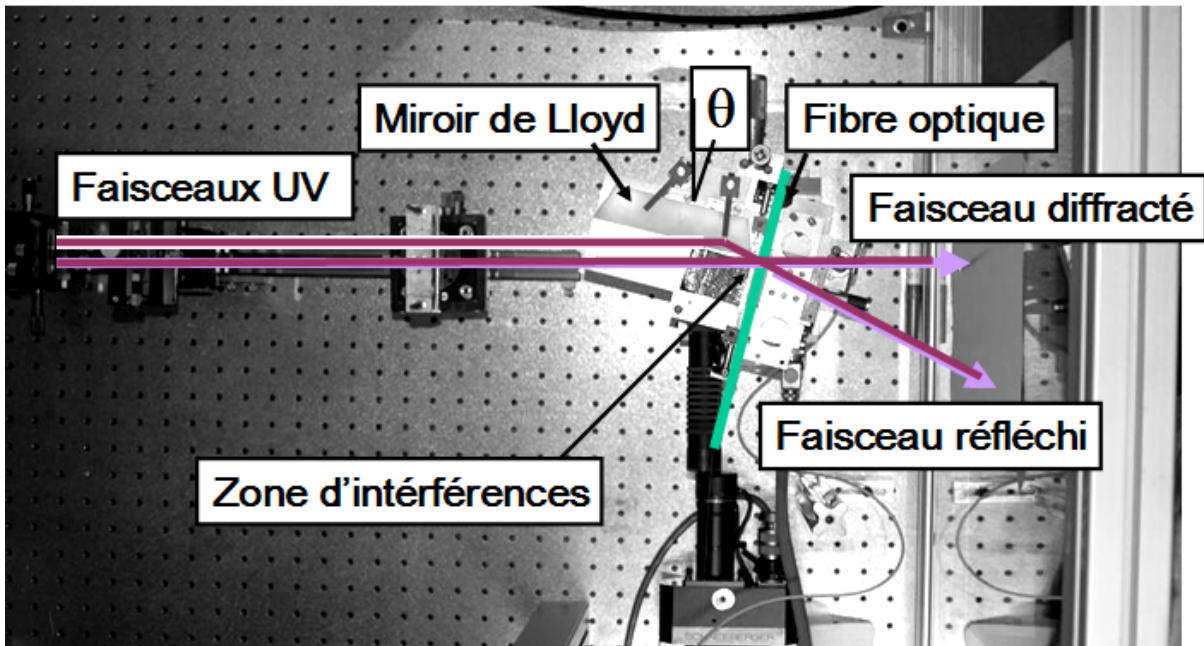


FIG. 2.7 – Banc d’inscription à miroir de Lloyd (Laboratoire Hubert Curien)

cylindrique) permettent d’avoir un faisceau expansé. Une partie du faisceau est rasante avec la surface du miroir et se projette directement sur la fibre optique. L’autre partie du faisceau se réfléchit sur le miroir, et se projette ensuite sur la fibre optique, en rejoignant le premier faisceau. Ainsi il se forme une région d’interférence au niveau de la fibre optique. Le pas d’interférence dépend de l’angle d’inclinaison du miroir,

$$\lambda_{fbg} = \frac{n_{fo}\lambda_{uv}}{n_{uv} \sin(\theta/2)} \quad (2.5)$$

Dans la relation (2.5),  $\lambda_{fbg}$  est la longueur d’onde du FBG qui sera gravé,  $n_{fo}$  est l’indice de coeur de la fibre optique,  $\lambda_{uv}$  la longueur d’onde du laser,  $n_{uv}$  l’indice du milieu où passe le faisceau UV (ici l’air) et  $\theta$  l’angle entre la face du miroir de Lloyd et le faisceau incident.

La longueur du réseau gravé correspond à la moitié de la taille du spot lumineux d’UV, dans notre cas, 4 mm. La distribution lumineuse du spot étant de forme gaussienne, au niveau spectral il est observé des réseaux apodisés. Ceux-ci présentent un profil d’indice de réfraction uniforme sur la période mais gaussien sur l’amplitude. L’opération d’inscription dure plusieurs minutes (moins d’une heure généralement). Il est possible de faire varier la profondeur du pic, et donc l’amplitude de modulation de l’indice de réfraction, en paramétrant le temps d’exposition ou la puissance du Laser.

La seconde méthode, la plus courante, est le procédé dit par “**du masque de phase**” proposé par [Hill 97] et également décrit récemment par [Prakash 06]. Un masque de phase est une lame de verre sur lequel est inscrit un réseau de diffraction de même période que le FBG inscrit. L’enregistrement du FBG dans une fibre optique s’opère par l’interférence des deux ordres de diffraction générés par l’illumination du masque de phase avec un faisceau laser UV (figure 2.8). La possibilité de réaliser des franges dans les masques avec des pas à la guise de l’utilisateur confère un avantage sur les autres méthodes. En effet, il est alors possible de faire des réseaux aux profils plus complexes (réseaux biaisés, par exemple, en inclinant le masque). Une lentille peut être placée à la sortie des franges provenant du masque afin de paramétrer la période du réseau gravé. On évalue la qualité d’un réseau à l’amplitude de la variation de l’indice de réfraction dans le profil longitudinal. Avec cette technique, l’amplitude de modulation est de l’ordre de  $2.10^{-4}$ . Un dispositif de ce type existe au laboratoire Hubert Curien

de l'université de Saint-Étienne. Il est composé d'une platine de translation à vitesse variable. Cette platine fait translater le masque devant le faisceau incident d'UV sur toute sa longueur. Les masques de phase courants ont une longueur de 20 à 28 mm. Mais des fabricants, comme la société INO au Canada, proposent des masques pour FBG de 150 mm. La longueur maximale du FBG inscriptible dépend de la taille du masque.

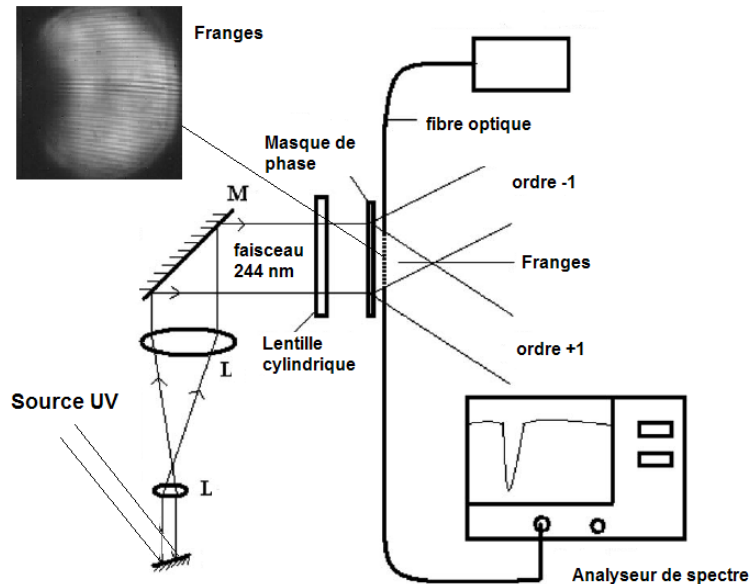


FIG. 2.8 – Banc d'inscription par masque de phase [Prakash 06]

La technique a beaucoup évolué depuis 1993. Aujourd'hui, graver des FBG est devenu une procédure de routine. Il est devenu plus aisé d'obtenir des pics de réflexion présentant des taux de réflexion proche de 100%.

Une troisième technique de gravure des réseaux est relatée dans [Vacher 04] : il s'agit du procédé point par point. Le laser UV est injecté au travers d'une fente unique, jouant le rôle de diaphragme, puis le faisceau passe au travers d'une lentille convergente, et intercepte perpendiculairement la fibre optique sur une surface d'environ  $1.5\text{mm}^2$ . La fibre fixée sur une platine de translation est donc soumise à ce faisceau lumineux. Progressivement, le long de la course de la platine, elle est illuminée ou non par le faisceau d'UV. Ceci confère une flexibilité d'emploi supérieure aux deux précédentes techniques : il est possible de réaliser toutes sortes de réseaux ; par exemple, des réseaux à longues périodes puisque le pas de gravure, peut varier du micromètre à la dizaine de millimètres. Les inconvénients de cette technique sont la durée du processus d'inscription et sa sensibilité à l'environnement. Nous n'avons pas réalisé de réseau avec cette méthode.

### 2.2.4.2 Application : suivi de fabrication d'un réseau

La figure 2.9 montre la création d'un FBG que nous avons réalisé à l'aide du montage de Lloyd. Le spectre de Bragg en transmission est acquis toutes les minutes au cours du procédé d'inscription. Nous observons qu'il devient de plus en plus profond avec le temps d'exposition. Dans le cas présenté, une quinzaine de minutes a été nécessaire. Mais, en fonction de la puissance du spot qui se projette effectivement sur le tronçon de fibre, ce temps peut varier entre 5 et 30 minutes. Les spectres présentés ne sont pas parfaitement symétriques. C'est un problème d'uniformité des franges d'inscription. L'uniformité est améliorée en intervenant sur la qualité de l'alignement. Il arrive fréquemment que les

spectres présentent cette allure car il est difficile d'aligner idéalement les franges et la fibre.

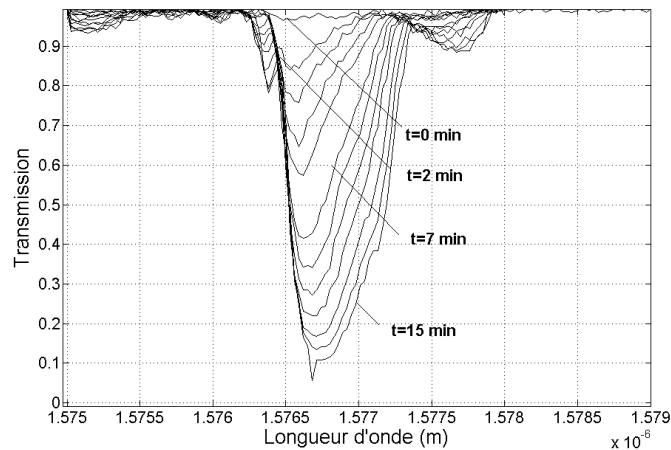


FIG. 2.9 – Evolution d'un spectre FBG en fonction du temps d'exposition lors de sa gravure

Si on reporte la valeur de la réflectivité maximale du pic en fonction du temps, nous observons une courbe comme celle présentée sur la figure 2.10. Cette dernière est extraite des travaux de Lee et al. [Lee 06].

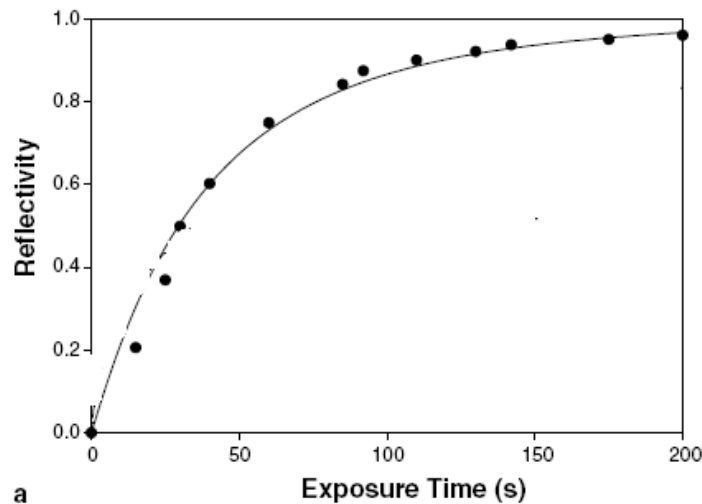


FIG. 2.10 – Loi en puissance de la profondeur du pic au cours de l'exposition aux UV [Lee 06]

L'étude de Lee et al. [Lee 06] présente des travaux concernant l'évolution du spectre en fonction de l'exposition. Celle-ci renvoie aux travaux de Patrick et al. [Patrick 93] qui modélisent l'amplitude de modulation variant au cours de l'exposition comme une loi puissance :  $\Delta n = C.t^b$  avec  $C$  qui vaut  $2,3 \cdot 10^5$  et  $b = 0,52$  pour une insolation avec un laser à 244 nm et un flux lumineux de  $18 \text{ W/cm}^2$ , et une longueur  $L$  de réseau de 7 mm. Les valeurs des amplitudes de modulations sont obtenues en ajustant l'évolution de la réflectivité qui s'exprime par

$$R = \tanh^2 \left( \frac{\mu \Delta n \pi L}{\lambda_B} \right) \quad (2.6)$$

avec  $\mu$  un coefficient dit de visibilité de frange qui caractérise le contraste entre les franges. L'intérêt de (2.6) est de pouvoir convertir les réflectivités en modulations d'indice optique.



## 2.2.5 Les différents types de FBG

### 2.2.5.1 Réseau de Bragg uniforme

Ces FBG “standards” correspondent physiquement à des modulations d’indice de réfraction quasi-sinusoïdale sur une portion de longueur L du coeur de la fibre optique. Dans cette portion du réseau, le profil de l’indice de réfraction s’écrit de manière générique :

$$n(z) = n_0 + \frac{\delta n(z)}{2} \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda(z)} z\right) \quad (2.7)$$

où  $z$  est l’abscisse le long de la fibre optique. En dehors de la portion L du réseau, l’indice vaut l’indice moyen  $n_0$  de la fibre optique. L’expression fait apparaître l’amplitude de modulation  $\delta n(z)$ . Pour un réseau uniforme, cette amplitude est constante. Il est possible de paramétrer cette amplitude avec une fonction d’enveloppe de type gaussien ou cosinus. Dans ces cas, nous obtenons des réseaux apodisés (figure 2.13).  $\Lambda(z)$  est la période de modulation. Il est également possible de paramétrer la période en fonction de la longueur. Dans le cas d’un réseau uniforme, la période est constante. Dans le cas de réseau étiré (*chirped*), la période varie comme une fonction linéaire de  $z$ . Le réseau obtenu admet alors un spectre aux caractéristiques singulières.

Un FBG uniforme a donc les caractéristiques suivantes : amplitude de modulation d’indice  $\delta n$  constant (typiquement  $10^{-3}$  à  $10^{-5}$ ), longueur L entre 1 et 30 mm de long, et période  $\Lambda$  de l’ordre de 500 nm pour une  $\lambda_B$  de l’ordre de 1500 nm. Compte tenu de la faible différence d’indice entre deux périodes successives, nous noterons qu’un grand nombre de périodes est nécessaire pour que le phénomène soit perceptible (au moins 2000). L’indice  $n_0$  se distingue de l’indice effectif. Ce dernier correspond à une valeur intégrée moyenne de  $n(z)$ . Bien que la modulation soit très faible (de l’ordre  $10^{-4}$ ) devant l’indice de cœur, soit  $\delta n=0,01\%$  de  $n_0$ , cela suffit cependant pour obtenir des FBG de bonne qualité. La qualité d’un réseau est globalement proportionnelle à la valeur maximale du taux de transmission ou de réflexion.

En réalité, la modulation de l’indice de réfraction décrite par une fonction quasi-sinusoïdale est un modèle simplifiant la distribution réelle de l’indice de réfraction dans un FBG. Récemment, des observations au moyen d’un microscope différentiel d’un FBG [Rollinson 05], montrent une répartition plus complexe alvéolés (Figure 2.11).

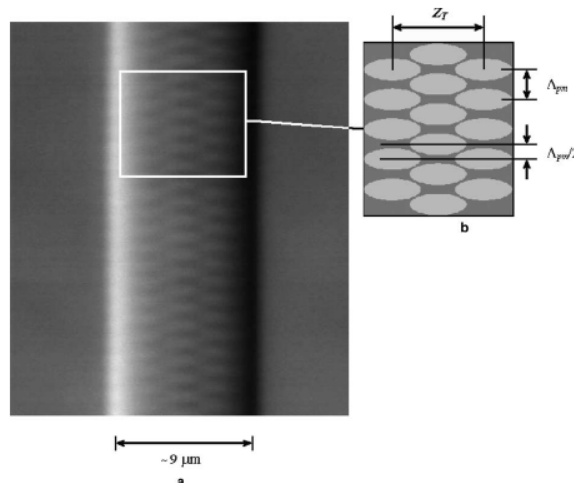


FIG. 2.11 – Observation au microscope à polarisation différentielle [Rollinson 05]

### 2.2.5.2 Réseau de Bragg étiré (*Chirped*)

Ce réseau présente un profil d'indice avec une période qui varie entre ses deux extrémités (Figure 2.13). La variation est linéaire et de la forme :  $\Lambda(z) = \Lambda_{z=0} + az$ . Le coefficient directeur  $a$  quantifie la variation du réseau *chirpé*. Par exemple, un réseau *chirpé* de 10 mm peut débuter avec une période de 500 nm et atteindre en bout de réseau une période de 600 nm, celui-ci admet alors un coefficient de 100 nm/cm. [Byron 93] a proposé et breveté une technique de fabrication pour ce genre de réseau. Sa technique consiste à réaliser une gravure classique sur une fibre optique qui présente une diminution progressive de section. Les angles incidents varient progressivement. D'après [Othonos 99] d'autres techniques de fabrication consistent à fléchir la fibre. Ce type de réseau a trouvé un intérêt dans le domaine des télécommunications, car il présente un spectre de réflexion avec une bande passante paramétrable. Dans le domaine des capteurs, il a été appliqué dans la détection de fissure [Okabe 00] [Takeda 05] [Yashiro 05]. En effet, il présente un spectre large. Une fissure provoque l'apparition d'une raie sur le spectre large. La position de la raie sur le spectre est une source d'information qui est liée à la localisation de l'incidence sur la longueur du réseau. Ainsi, on peut détecter l'apparition de la fissure et la localiser.

### 2.2.5.3 Réseau à longue période, *Long Period Grating (LPG)*

Les réseaux à longue période proposés par Vengsarkar [Vengsarkar 96] d'ATT Bell Labs (et brevetés) diffèrent des autres FBG principalement par la longueur de leur période, environ 100 fois plus grande, et en conséquence par leur longueur, 2 à 10 cm contre quelques millimètres. Une revue de James et al. [James 03] synthétise les caractéristiques du réseau LPG et ses applications. Ils diffèrent également par un mode de propagation qui est dit radiatif et non contra-propagatif. Dans un mode radiatif, le couplage entre les modes se fait dans la gaine et non au sein du cœur optique comme c'est le cas dans le mode contra-propagatif des FBG standards. Le formalisme associé (conservation des moments) conduit à une condition sur les constantes de propagation :

$$\beta_{01} - \beta = \Delta\beta = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (2.8)$$

où  $\beta_{01}$  est la constante de propagation incidente (dans le cœur optique, guide d'onde) et  $\beta$  celui de la gaine. La condition de résonance de Bragg est modifiée par rapport au réseau classique et devient :

$$\lambda_{Bragg} = \frac{2(n_c - n_g)\Lambda}{m} \quad (2.9)$$

faisant apparaître la différence entre l'indice de réfraction du cœur et de la gaine (typiquement  $10^{-2}$ ). C'est cette dernière valeur qui impose pour une même longueur d'onde de Bragg une période environ 100 fois plus importante. Le LPG se distingue du réseau classique par le fait qu'il ne présente pas de spectre en réflexion (Figure 2.13). Il présente seulement un spectre en transmission large de quelques nanomètres (contre environ 100 pm pour le réseau classique). Le LPG a la particularité d'avoir une sensibilité thermique dix fois plus importante que les FBG classiques. Ceci est mis à profit par les brevets de Kersey et al. [Kersey 99] et de Krol et al. [Krol 00] notamment pour le découplage des grandeurs température/déformation.

### 2.2.5.4 Réseaux de Bragg superposés

Othonos et al. [Othonos 99] ont proposé un dérivé des FBG. Ces fibres optiques gravées ont la singularité de présenter une multitude de gravures de FBG sur le même site. [Othonos 99] ont gravés

des réseaux superposés FBG au moyen d'un laser Excimer KrF et un banc d'inscription à masque de phase. La fibre optique utilisée est ATT Accutether qui a été préalablement soumise à un procédé d'hydrogénation.

De même, nous avons exploité le montage d'inscription à miroir de Lloyd pour réaliser des gravures pour différentes longueurs d'onde. Ici à titre d'illustration, nous avons fabriqué une fibre optique présentant 4 FBG superposés, avec quatre longueurs d'onde sur la réponse spectrale (Figure 2.12). Notons que les gravures successives sont limitées par la photosensibilité de la fibre.

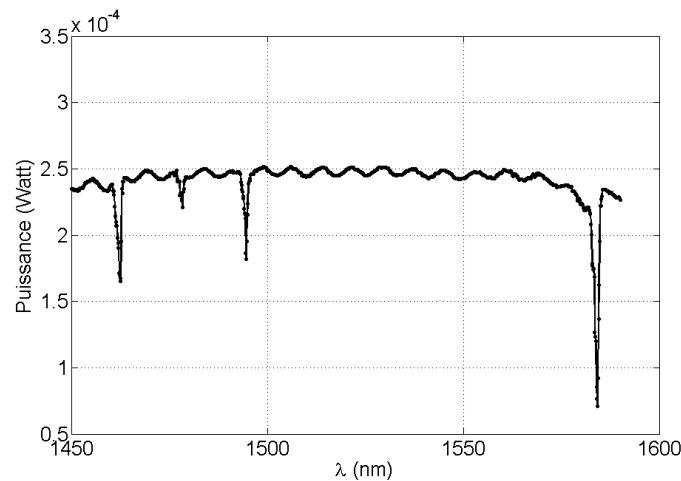


FIG. 2.12 – Puissance transmise par 4 FBG superposés sur la même fibre optique

### 2.2.5.5 Autres réseaux : distribués, inclinés, super-structurés, à saut de phase, photoniques

Par distribution, nous entendons une fibre optique sur laquelle plusieurs FBG “classiques” sont gravés. Ces capteurs **FBG distribués** trouvent une application dans le génie civil (les ponts, les tunnels) ou dans l'application de câbles de fibres sous-marines sur de longues distances où plus de 380 capteurs FBG ont été gravés en série [OFS17, 2005]. Autrement, les possibilités de paramétrer les amplitudes et la période de modulation de l'indice de réfraction ont permis de développer des types variés de FBG. Nous pouvons citer un **FBG avec un saut de phase** dans la thèse de Bakhti [Bakhti 97]. Celui-ci présente un profil d'indice dont l'allure est celle de deux FBG uniformes séparés d'une zone sans gravure. Ils trouvent une application dans le domaine de la télécommunication. Nous citerons également les **réseaux superstructurés** dans les travaux de Eggleton et al. [Eggleton 94]. Ces réseaux correspondent à de multiples réseaux dont les amplitudes sont contenues à l'intérieur d'une enveloppe gaussienne. L'ensemble se comporterait d'après Eggleton et al. [Eggleton 94] comme un réseau LPG couplé à de multiples FBG. D'autres auteurs, Kang et al. [Kang 98] ont gravé des réseaux avec des conditions particulières, notamment en jouant sur l'inclinaison de la fibre optique. Ils ont fait des **réseaux dit inclinés**. Ces réseaux sont exploités pour le découplage des grandeurs (voir chapitre 5 *Découplage*). Il est possible de graver des réseaux sur d'autres supports de fibre optique que les fibres optiques standards monomodes : les fibres à section d'indice en “papillon” (*bow-tie*), les fibres en D (*D-Type fiber*), les fibres photoniques. Ces dernières, apparues récemment (*17th International Conference on Optical Fibre Sensors*), sont constituées d'une multitude de cavités d'air qui guident la lumière. Le mode de propagation est révolutionnaire par rapport aux fibres précédentes. Elles ont un intérêt pour accroître les débits des télécommunications. Mais elles trouvent aussi une application dans le domaine des capteurs FBG pour la détection de gaz ou de concentration d'un composant chimique

(OFS17), (JNOG2006).

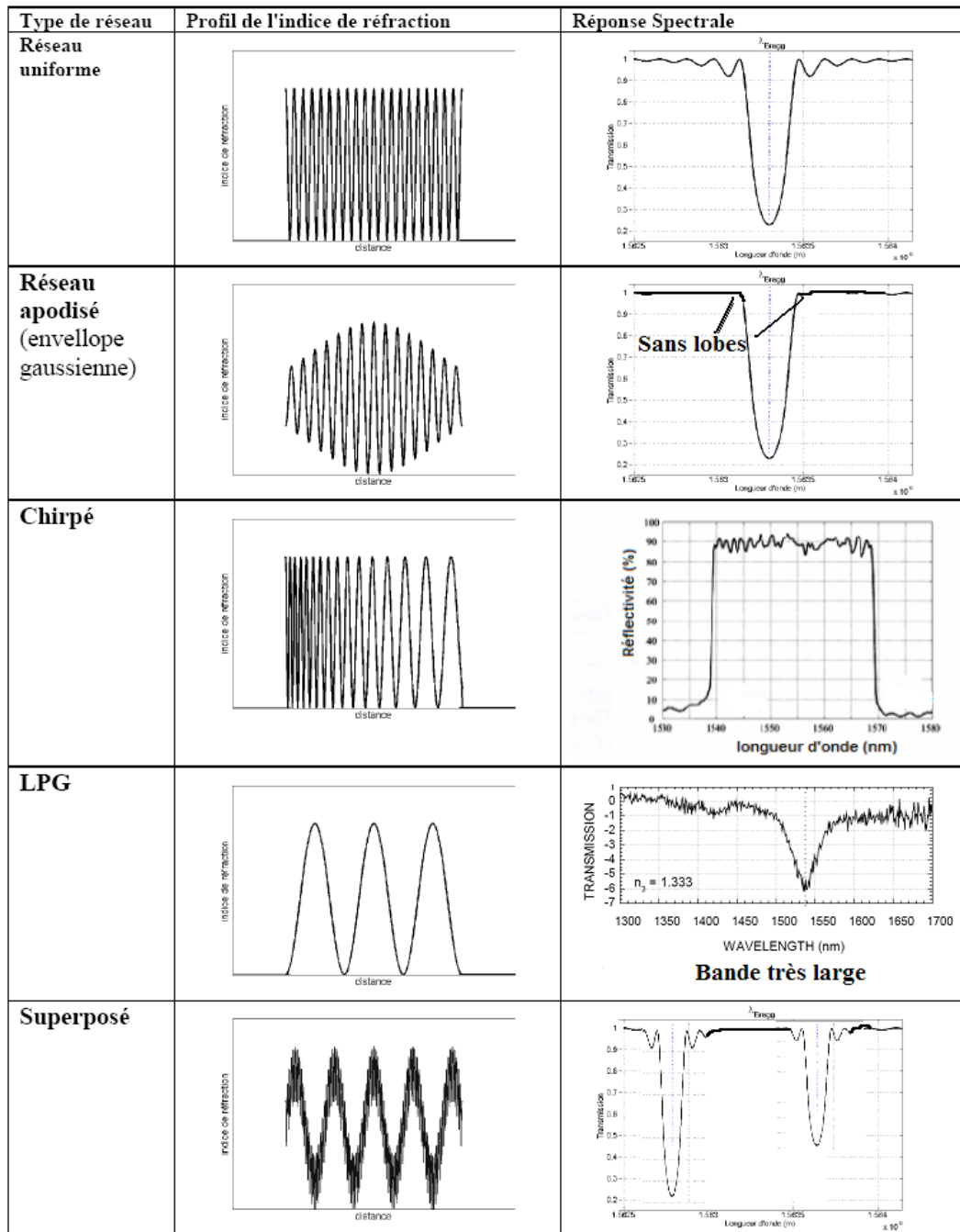


FIG. 2.13 – Principaux types de FBG

## 2.3 Modélisation des FBG

### 2.3.1 La théorie des modes couplés

La théorie des modes couplés est une méthode générique qui s'applique dans de nombreux domaines (optiques, acoustique, mécanique, quantique...) où interviennent des propagations d'onde dans un milieu. Elle est décrite dans le cas des FBG dans de nombreux travaux [Snyder 83] [Yamada 87] [Erdogan 97] [Skaar 00] [Othonos 99] [Kashyap 99] [Marin 00] par exemple. La théorie postule que la propagation de l'onde électromagnétique dans le guide d'onde est la superposition de deux ondes avec

pour chacun un mode de propagation (équation (2.10)) : une onde à mode progressif et une onde à mode régressif par rapport à une direction dans l'axe de la fibre noté  $z$ . Le champ électrique  $E$  s'écrit donc la forme suivante,

$$E(x, y, z) = b^+(z)\Psi(x, y) + b^-(z)\Psi(x, y) \quad (2.10)$$

La dépendance avec le temps est implicite ici car  $E = E(x, y, z) \exp^{i\omega t}$  pour une onde monochromatique.

Avec  $b^+(z)$  et  $b^-(z)$  les fonctions qui s'écrivent au moyen de  $\exp^{\pm\beta z}$  avec  $\beta$  la constante de propagation qui s'écrit comme

$$\beta = \frac{n\omega}{c} = nk = \frac{n2\pi}{\lambda} \quad (2.11)$$

On rappellera que  $c$  est la célérité de la lumière dans le vide,  $k$  le nombre du vecteur d'onde,  $n$  l'indice du milieu et  $\omega$  la pulsation d'onde.

L'onde électromagnétique doit vérifier l'équation de Maxwell-Helmoltz :

$$\nabla^2 E + \left(k^2 n(r)^2 - \beta^2\right) E = 0 \quad (2.12)$$

On exprime dans cette expression l'indice du milieu  $n(r)$  avec l'indice de réfraction de la fibre sans perturbation  $\bar{n}$  et l'indice due à la perturbation par le FBG  $n$ .

$$\frac{d^2}{dz^2} [b^+ + b^-] \Psi + [\beta^2 + k^2(n - \bar{n})^2] [b^+ + b^-] \Psi = 0 \quad (2.13)$$

En multipliant par  $\Psi$  et en intégrant dans le plan  $xy$ , on obtient :

$$\frac{d^2 b^+}{dz^2} + \frac{d^2 b^-}{dz^2} + [\beta^2 + (kn_{co}D(z))^2] [b^+ + b^-] = 0 \quad (2.14)$$

où

$$D = \frac{k}{2n_{co}} \frac{\int (n^2 - \bar{n}^2) \Psi^2 dx dy}{\int \Psi^2 dx dy} \quad (2.15)$$

Cette expression conduit à un système d'équations en séparant les deux composantes progressives et régressives de l'onde,

$$\begin{cases} \frac{db^+}{dz} - i(\beta + D)b^+ = iDb^- \\ \frac{db^-}{dz} + i(\beta + D)b^- = -iDb^+ \end{cases} \quad (2.16)$$

On remarque qu'en l'absence de réseau, c'est-à-dire quand  $n = \bar{n}$ , on voit que l'expression admet une solution simple qui est  $b^\pm(z) = B^\pm \exp^{\pm\beta z}$ .

La présence du FBG est exprimée comme

$$n^2 - \bar{n}^2 = \Delta\epsilon_d(z) \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda}z + \theta(z)\right) + \Delta\epsilon_a(z) \quad (2.17)$$

où les expressions  $\Delta\epsilon_d(z)$  et  $\Delta\epsilon_a(z)$  varient faiblement par rapport à  $n$ .

L'expression de  $D$  peut se récrire comme

$$D(z) = \kappa(z) \exp^{i\frac{\pi}{\Lambda}z} + \kappa^*(z) \exp^{-i\frac{\pi}{\Lambda}z} + \sigma(z) \quad (2.18)$$

où  $\kappa(z)$  est une fonction complexe et  $\sigma(z)$  un réel, qui sont des fonctions nécessaires pour décrire les variations de l'indice de réfraction. Les champs  $b^+$  et  $b^-$  peuvent se récrire comme

$$\begin{cases} b^+ = U(z) \cdot \exp^{+i\frac{\pi}{\Lambda}z} \exp^{+i \int \sigma(z')dz'} \\ b^- = V(z) \cdot \exp^{-i\frac{\pi}{\Lambda}z} \exp^{-i \int \sigma(z')dz'} \end{cases} \quad (2.19)$$

En remplaçant, dans les équations (2.16), les expressions de  $D(z)$  et les champs  $b^+$  et  $b^-$ , on obtient

$$\begin{cases} \frac{dU(z,\delta)}{dz} = +i\delta U + q(z)V \\ \frac{dV(z,\delta)}{dz} = -i\delta V + q^*(z)U \end{cases} \quad (2.20)$$

avec  $\delta$  le désaccord des constantes de propagation ou le désaccord des fréquences qui vaut :

$$\delta = \beta - \frac{\pi}{\Lambda} = (\omega - \omega_B) \frac{n}{c} \text{ ou } \omega_B = \frac{2\pi c}{\lambda_B} \quad (2.21)$$

et

$$q(z) = i\kappa(z) \exp^{-2i \int \sigma(z')dz'} \quad (2.22)$$

où  $q(z)$  est le coefficient de couplage. Le module de  $q(z)$  est proportionnel à la modulation d'indice du spectre. Et la phase de  $q(z)$  correspond à l'enveloppe de l'indice. Il provient du développement de l'expression de  $n - \bar{n}$ .

Il est possible de résoudre analytiquement l'équation dans le cas d'un réseau uniforme. En dérivant et en substituant les dérivées dans le système (2.20), on obtient :

$$\begin{cases} \frac{d^2U}{dz^2} = (q^2 - \delta^2)U \\ \frac{d^2V}{dz^2} = (q^2 - \delta^2)V \end{cases} \quad (2.23)$$

Ces équations différentielles simples admettent des solutions types de  $U$  et  $V$  avec 4 constantes qu'il faut déterminer au moyen des deux conditions aux limites connues en  $z = 0$  et en  $z = L$ .

Finalement, on obtient d'après [Skaar 00] les expressions du coefficient de réflexion  $r(\delta)$  et du coefficient de transmission  $t(\delta)$  :

$$r(\delta) = \frac{-q^* \sinh(\gamma L)}{\gamma \cosh(\gamma L) - i\delta \sinh(\gamma L)} \quad (2.24)$$

$$t(\delta) = \frac{\gamma}{\gamma \cosh(\gamma L) - i\delta \sinh(\gamma L)} \quad (2.25)$$

Avec  $\gamma^2 = q^2 - \delta^2$ .

La **réflectivité du réseau** s'obtient en prenant  $R = |r(\delta)|^2$ . Soit :

$$R = r^2 = r \times r^* = \frac{q^2 \sinh^2(\gamma L)}{\gamma^2 \cosh^2(\gamma L) + \delta^2 \sinh^2(\gamma L)} \quad (2.26)$$

Il faut remarquer que dans le cas des réseaux à pic étroit, l'expression de  $r$  peut s'approximer comme :

$$r(\gamma) = qL \exp^{i\gamma L} \text{sin } c(\gamma L) \quad (2.27)$$

Cette expression est le produit de deux fonctions usuelles, la première une fonction exponentielle et la seconde, une fonction sinus cardinal.

2.3.2 Application : simulation numérique

Nous allons appliquer les relations précédentes à la simulation du spectre d'un réseau uniforme au moyen de l'expression de sa réflectivité (2.26). Il faut distinguer cette section modélisation, de la simulation par la méthode des matrices de transferts (*T-Matrix*) qui est décrite dans le chapitre 6 de ce manuscrit et qui est une méthode de résolution numérique adaptée lorsque les grandeurs du FBG sont discrétisées en éléments de longueurs finis.

L'expression modèle (2.26) permet de prédire une forme spectrale du spectre de réflexion. Deux paramètres  $\gamma$  et  $L$  ici conditionnent la forme de la réponse spectrale. Pour bien voir l'influence des paramètres physiques sur la forme du spectre, un programme a été réalisé sous Matlab. Plutôt que d'utiliser le coefficient de couplage  $q(z)$ , les variables d'entrée choisies sont la variation d'indice  $\delta n$  et la longueur du réseau  $L$ .

**Effet de la variation de  $\delta n$  sur la réponse spectrale du FBG**

D'abord la longueur du réseau est fixée  $L = 4 \text{ mm}$ , et on fait varier  $\delta n$  de  $10^{-4}$  jusqu'à  $8,5 \cdot 10^{-4}$ . Physiquement, cela correspond à un accroissement de l'amplitude de modulation du spectre. Ceci modifie le spectre comme représenté figure 2.14 : initialement, le pic est étroit et de faible réflectivité pour une faible valeur de  $\delta n$ , puis il tend à s'élargir, à s'intensifier aussi, et à prendre la forme d'un créneau carré avec un nombre important de lobes latéraux. Lorsque  $\delta n$  croît le FBG présente un spectre qui est comparable à un filtre passe-bande.

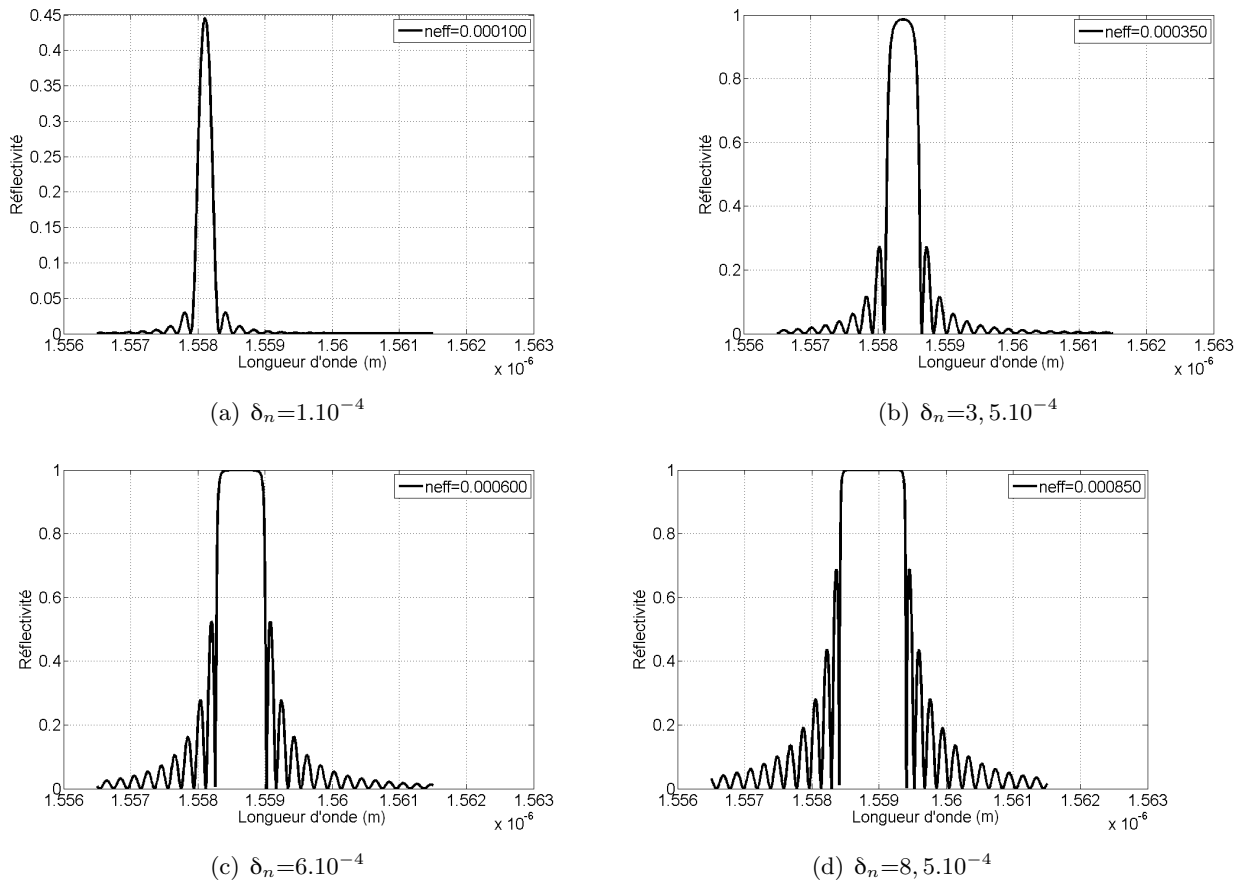


FIG. 2.14 – Effet de la variation de  $\delta n$  sur la réponse spectrale d'un FBG à  $L$  fixé

**Effet de la variation de L sur la réponse spectrale du FBG**

Dans un deuxième temps,  $\delta_n$  est fixé,  $\delta_n=10^{-4}$ . On fait varier la longueur du réseau L de 1 mm à 10 mm. Nous observons sur la figure 2.15 que la valeur de la réflectivité est proche de 0 pour des faibles valeurs de L, puis, tend vers sa valeur maximale qui est 1. Un réseau trop court présente une faible réflexion et donc un pic peu détectable contrairement au réseau plus long.

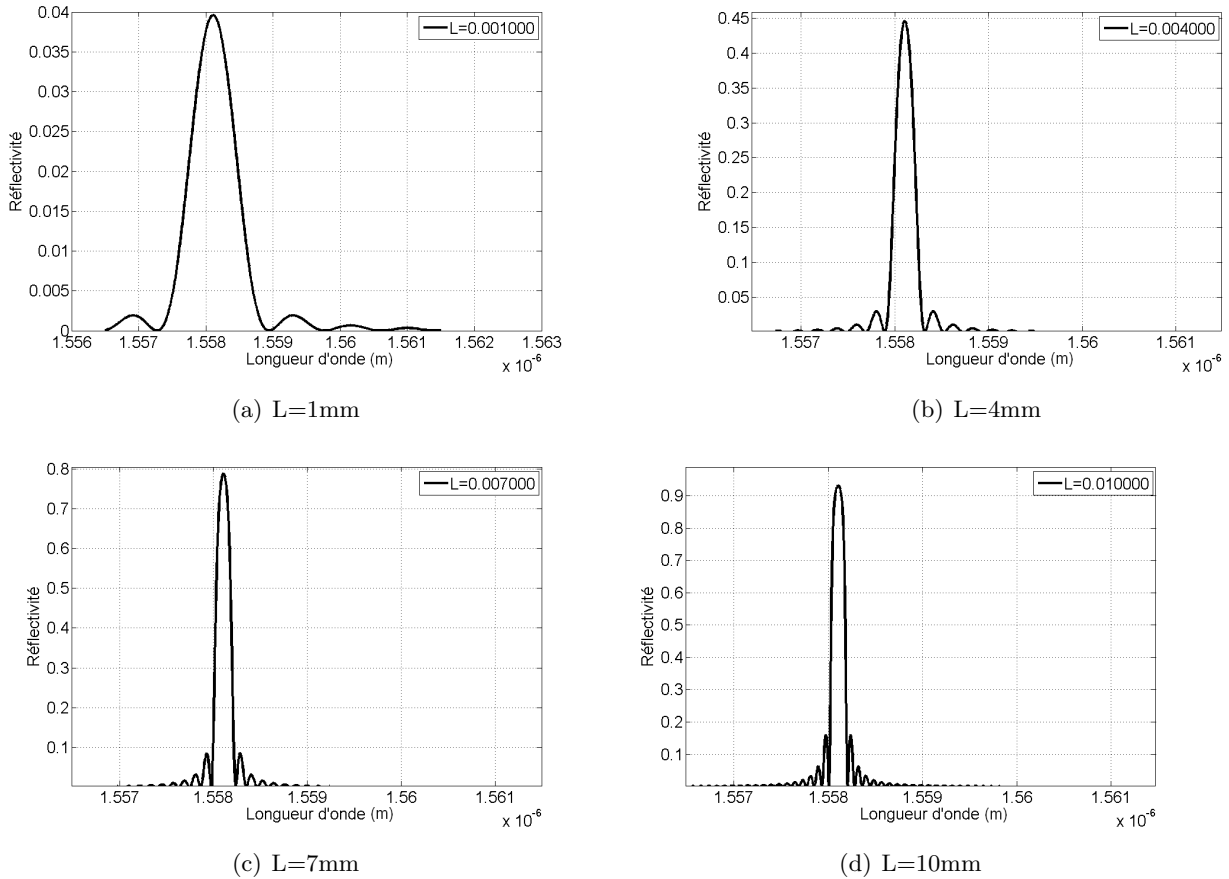


FIG. 2.15 – Effet de la variation de la longueur L sur la réponse spectrale d’un FBG à  $\delta n$  fixé

**2.4 Du FBG au capteur : principe et chaîne de mesure**

Nous venons de décrire le FBG ainsi que la modélisation de son information spectrale. Initialement appliqué dans le domaine des télécommunications, il a été observé que la position du pic se translate proportionnellement aux grandeurs (principalement la température) de l’environnement. Cette sensibilité à l’environnement externe est un réel problème dans le domaine des télécommunications mais a été un atout dans le domaine des capteurs. Le capteur fonctionne sur le principe du suivi de la longueur d’onde de Bragg. Il s’agit de la grandeur la plus pertinente, c’est le mesurande de ce type de capteur. Le principe de mesure est donc de suivre la variation de la longueur d’onde de Bragg (Nous verrons plus loin que le spectre qui représente l’information dans sa totalité peut être aussi exploité). La chaîne de mesure du capteur se compose en plusieurs étapes : l’acquisition du spectre en réflexion ou en transmission, l’extraction des informations pertinentes, et la mise en correspondance avec les grandeurs externes. Dans la relation (2.4), la longueur d’onde de Bragg s’exprime en fonction de l’indice effectif et de la période du réseau. Ces deux grandeurs physiques elles-mêmes sont dépendantes de grandeurs externes d’origine thermique, mécanique, électromagnétique et même chimique et hygrométrique. Dans les sections suivantes, les dépendances de la longueur d’onde de Bragg à ces



sollicitations externes sont explicitées.

## 2.5 Réponses du capteur aux sollicitations externes

### 2.5.1 Sensibilité à une variation de température

En préambule, il convient de donner quelques rappels concernant le mode de transfert thermique. Les transferts thermiques entre le milieu extérieur et le capteur peuvent se réaliser suivant trois modes qui sont fonctions des conditions aux frontières du capteur : transfert conductif, radiatif et convectif [Özişik 80], [Özişik 94].

- Dans de nombreuses situations, le capteur est en contact direct avec l'air ou un autre gaz. Dans ce cas, le mode de transfert principal de la chaleur est convectif. Un coefficient d'échange thermique  $h$  intervient pour décrire l'échange.
- Lorsque le capteur est noyé dans un solide et donc en contact, la chaleur est transférée par conduction. Le transfert est caractérisé par le coefficient de conductivité de la silice, sa capacité calorifique et une éventuelle résistance thermique de contact à l'interface silice/solide.
- Enfin, il n'est pas exclu que le capteur soit soumis à un rayonnement thermique. Dans ce cas, il faut prendre en compte l'émissivité du matériau.

Dans la suite, la température est considérée comme une valeur moyenne sur le volume du capteur FBG. Ce volume peut être assimilé à un cylindre.

Il est admis que l'indice effectif et la période du réseau dépendent de la température [Othonos 99]. Nous récrivons donc la loi de Bragg (2.4) en faisant apparaître les dépendances (on ne considère que le premier ordre de réfraction  $m = 1$ ).

$$\lambda_B = 2n(T) \Lambda(T) \quad (2.28)$$

A la température de référence  $T_0$  on a une longueur d'onde de référence  $\lambda_{B0}$  qui s'écrit comme (2.28) :

$$\lambda_{B0} = 2n(T_0) \Lambda(T_0) \quad (2.29)$$

La différentiation de l'expression (2.28) par rapport à  $T$  donne

$$\Delta\lambda_B = 2 \left( \Lambda \frac{\partial n}{\partial T} + n \frac{\partial \Lambda}{\partial T} \right) \Delta T \quad (2.30)$$

En divisant (2.30) par  $\lambda_{B0}$ , nous faisons apparaître deux coefficients

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_{B0}} = \left( \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial T} + \frac{1}{\Lambda} \frac{\partial \Lambda}{\partial T} \right) \Delta T = (\xi + \alpha) \Delta T \quad (2.31)$$

$\xi$  est le coefficient opto-thermique qui correspond à la variation de l'indice de réfraction due à une variation de température. Pour une fibre optique en silice, ce coefficient vaut  $7,3 \cdot 10^{-6} / ^\circ\text{C}$  à  $T=20^\circ\text{C}$  [Vacher 04].  $\alpha$  correspond à l'allongement relatif du pas du réseau par rapport à une variation de température. Il s'agit du coefficient de dilatation (ou d'expansion) thermique puisque  $\frac{\partial \Lambda}{\Lambda}$  est la déformation d'origine thermique du FBG. Dans le cas d'une fibre optique SMF28, celui-ci vaut  $0,55 \cdot 10^{-6} / ^\circ\text{C}$  [Vacher 04]. La sensibilité à la température  $K_T$  du capteur correspond donc à :

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\Delta T} = \lambda_{B0}(\xi + \alpha) = K_T \quad (2.32)$$

$K_T$  vaut environ  $13 \text{ pm}/^\circ\text{C}$  pour une fibre optique à  $\lambda_{B0} = 1500 \text{ nm}$  [Vacher 04].

La non-linéarité de la réponse en température du FBG est perceptible dès lors que nous nous intéressons à des hautes températures [Pal 04], illustrée sur la figure 2.5.1. On note que la sensibilité thermique des FBG dépend aussi des types de FBG (dopants, type I, type II). La non linéarité provient du fait que les coefficients opto-thermiques et de dilatation thermique sont (faiblement) variables avec la température. Des études plus approfondies sur la non linéarité des paramètres des verres ont été réalisées par Gosh [Ghosh 95].

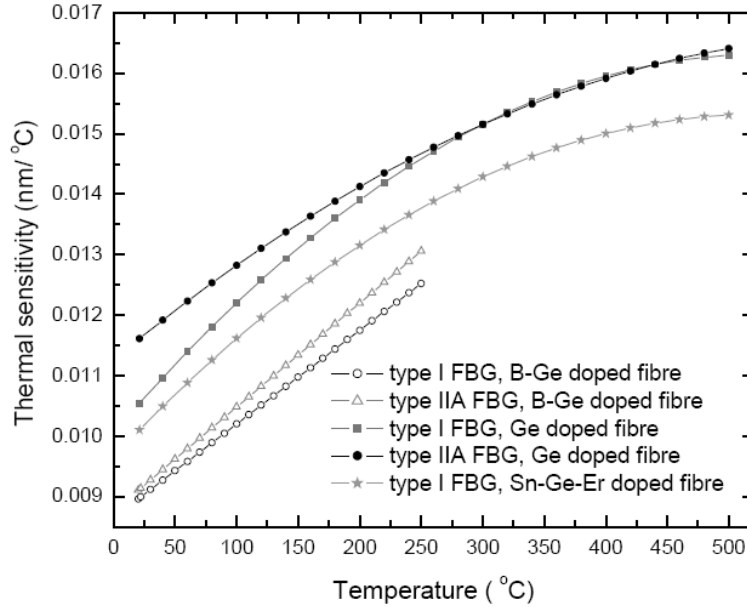


FIG. 2.16 – Non linéarité des sensibilités thermiques des FBG [Pal 04]

### 2.5.2 Sensibilité à une déformation mécanique uni-axiale

Lorsque la fibre optique est soumise à un effort mécanique, cela induit une déformation purement mécanique et en toute rigueur une variation de température. Effectivement il y a de la thermo-élasticité, c'est-à-dire que la température diminue si on tire mécaniquement sur la fibre, mais il est unanimement reconnu qu'on peut négliger cet apport de chaleur [Timoshenko 51], [Forest 07]. Nous nous bornerons dans l'étude au domaine élastique (pas de déformation plastique). De plus, nous faisons l'hypothèse que le matériau est isotrope et homogène. La sollicitation considérée génère uniquement une contrainte uni-axiale  $\sigma_1$  qui induit une déformation dans le sens de l'axe de la fibre que nous noterons  $\epsilon = \epsilon_1$ . Il y a également une réduction de la section de la fibre par effet Poisson, et donc nous admettons également des déformations  $\epsilon_2$  et  $\epsilon_3$  liées à  $\epsilon_1$  par le coefficient de Poisson  $\nu$  et qui valent toutes les deux  $-\nu\epsilon_1$ .

L'indice de réfraction, ainsi que la période du réseau, sont fonctions de la déformation longitudinale  $\epsilon$ . On réécrit la loi de Bragg (2.4) pour faire apparaître ces dépendances :

$$\lambda_B = 2n(\epsilon)\Lambda(\epsilon) \tag{2.33}$$

En différentiant l'expression de la longueur d'onde par rapport à  $\epsilon$ , nous avons :

$$\Delta\lambda_B = 2 \left( \Lambda \frac{\partial n}{\partial \epsilon} + n \frac{\partial \Lambda}{\partial \epsilon} \right) \Delta\epsilon \tag{2.34}$$

En divisant l'expression par  $\lambda_{B0}$ , avec  $\lambda_{B0} = \lambda_B(\epsilon_0)$ , nous obtenons :

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_{B0}} = \left( \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial \varepsilon} + \frac{1}{\Lambda} \frac{\partial \Lambda}{\partial \varepsilon} \right) \Delta\varepsilon \quad (2.35)$$

$\Delta\varepsilon$  peut s'exprimer comme  $\varepsilon - \varepsilon_0$ , avec  $\varepsilon_0$  l'état de déformation initial de référence (sous l'hypothèse de petites déformations, additives). S'il est nul, nous pouvons simplifier  $\Delta\varepsilon$  en  $\varepsilon$ .

Nous pouvons simplifier le second terme car il apparaît dans l'expression  $\frac{\partial \Lambda}{\Lambda}$  qui est équivalent à la définition de la déformation  $\varepsilon_1$ , donc

$$\frac{1}{\Lambda} \frac{\partial \Lambda}{\partial \varepsilon} = 1 \quad (2.36)$$

Il est possible de généraliser le premier terme  $\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial \varepsilon} \varepsilon$  relatif à la variation de l'indice en fonction de la déformation, en faisant intervenir les coefficients de photo-élasticité de Pockels. Ceux-ci permettent d'écrire des relations, sous forme tensorielle, entre les déformations principales et les indices de réfraction. L'indice du milieu, qui était initialement isotrope, s'exprime maintenant avec trois indices  $n_1, n_2, n_3$  suivant chacune des directions principales du matériau [Narasimhamurty 81] :

$$\frac{1}{n_i} \sum_j \frac{\partial n_i}{\partial \varepsilon_j} \varepsilon_j = -\frac{n_i^2}{2} \sum_j P_{ij} \varepsilon_j \quad (2.37)$$

On considère un cas de chargement purement uni-axial suivant l'axe 1. Seules les variations de l'indice dans les axes transverses, c'est-à-dire  $n_2$  et  $n_3$ , peuvent induire un changement sur la propagation de l'onde dans l'axe 1. Nous avons alors, en ne considérant que  $i = 2$  (même chose pour  $i = 3$ ) :

$$\frac{1}{n_2} \frac{\partial n_2}{\partial \varepsilon_1} \varepsilon_1 = \frac{-n_2^2}{2} (P_{21} \varepsilon_1 + P_{22} \varepsilon_2 + P_{23} \varepsilon_3) \quad (2.38)$$

idem pour  $n_3$ .

Nous pouvons simplifier cette expression, car  $P_{21} = P_{23} = P_{12}$ ,  $P_{33} = P_{22} = P_{11}$  et  $\varepsilon_3 = \varepsilon_2 = -\nu \varepsilon_1$ , nous obtenons :

$$\frac{1}{n_2} \frac{\partial n_2}{\partial \varepsilon_1} \varepsilon_1 = \frac{-n_2^2}{2} (P_{12} \varepsilon_1 - P_{11} \nu \varepsilon_1 - P_{12} \nu \varepsilon_1) \quad (2.39)$$

Ici, nous introduisons  $P_e = \frac{n^2}{2} [P_{12} - \nu(P_{11} + P_{12})]$  avec  $n_2 = n_3 = n$  (matériau isotrope). Finalement, nous avons l'expression

$$\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial \varepsilon} \varepsilon = -P_e \varepsilon_1 \quad (2.40)$$

Nous pouvons maintenant réécrire l'expression de (2.35) avec les deux termes simplifiés :

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_{B0}} = (-P_e \varepsilon_1 + \varepsilon_1) = (1 - P_e) \varepsilon_1 \quad (2.41)$$

Enfin, nous écrivons l'expression de la sensibilité à la déformation axiale, due à un effort de traction simple.

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\varepsilon_1} = \lambda_{B0}(1 - P_e) = K_\varepsilon \quad (2.42)$$

$K_\varepsilon$  vaut environ 1,2 pm/ $\mu\varepsilon$  pour une fibre optique à  $\lambda_{B0}=1500$  nm d'après [Vacher 04].

### 2.5.3 Réponse à un chargement complexe tri-axial

Nous faisons l'hypothèse que les axes principaux ( $\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3$ ) qui donnent les contraintes principales ( $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ ) sont confondus avec les axes principaux du FBG (1 est l'axe longitudinale, 2 et 3 sont les axes transversaux). Comme le matériau est isotrope, le tenseur des déformations (2.43) est diagonal dans le même repère principal :

$$[\varepsilon] = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3 \end{pmatrix} [\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3] \quad (2.43)$$

On peut généraliser l'expression (2.35).

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_{B0}}(n_{i=1,2,3}) = \left( \frac{1}{n_{i=1,2,3}} \frac{\partial n_{i=1,2,3}}{\partial \varepsilon} + \frac{1}{\Lambda} \frac{\partial \Lambda}{\partial \varepsilon} \right) \Delta \varepsilon \quad (2.44)$$

Le premier terme vaut dans chaque cas :

$$\frac{1}{n_1} \frac{\partial n_1}{\partial \varepsilon} = \frac{-n_1^2}{2} (P_{11}\varepsilon_1 + P_{12}\varepsilon_2 + P_{13}\varepsilon_3) \quad (2.45)$$

$$\frac{1}{n_2} \frac{\partial n_2}{\partial \varepsilon} = \frac{-n_2^2}{2} (P_{21}\varepsilon_1 + P_{22}\varepsilon_2 + P_{23}\varepsilon_3) \quad (2.46)$$

$$\frac{1}{n_3} \frac{\partial n_3}{\partial \varepsilon} = \frac{-n_3^2}{2} (P_{31}\varepsilon_1 + P_{32}\varepsilon_2 + P_{33}\varepsilon_3) \quad (2.47)$$

Nous ne considérons que les deux directions transverses 2 et 3. De plus le matériau étant isotrope, nous avons  $P_{11} = P_{22} = P_{33}$  et les autres termes  $P_{ij} = P_{12}$  pour  $i \neq j$ .

Cela aboutit à deux expressions de longueurs d'onde :

$$\begin{cases} \frac{\Delta\lambda_2}{\lambda_2} = \left(1 - \frac{n_2^2}{2}P_{12}\right) \varepsilon_1 - \frac{n_2^2}{2}P_{11}\varepsilon_2 - \frac{n_2^2}{2}P_{12}\varepsilon_3 \\ \frac{\Delta\lambda_3}{\lambda_3} = \left(1 - \frac{n_3^2}{2}P_{12}\right) \varepsilon_1 - \frac{n_3^2}{2}P_{11}\varepsilon_3 - \frac{n_3^2}{2}P_{12}\varepsilon_2 \end{cases} \quad (2.48)$$

Lorsque le FBG est sollicité tri-axialement et si les déformations transverses,  $\varepsilon_2$  et  $\varepsilon_3$ , sont différentes, il y a dédoublement de pic dans le spectre. Dans le cas où les déformations transverses sont liées par  $\varepsilon_2 = \varepsilon_3 = -\nu\varepsilon_1$ , on se retrouve dans le cas de la traction simple et les deux pics se superposent et on ne voit qu'un seul pic FBG sur le signal (équation (2.41)).

### 2.5.4 Réponse à un chargement transverse

Il est possible d'exprimer les variations de longueur d'onde en fonction des contraintes principales comme l'ont formulé Guemes et al. [Guemes 02] ( $\sigma_1$  et  $\sigma_2$  non nulles et  $\sigma_3 = 0$ , hypothèse des contraintes planes, dans le plan 1,2). Le tenseur des contraintes :

$$[\sigma] = \begin{pmatrix} \sigma_1 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.49)$$

donc dans (2.48), on a les déformations qui s'expriment comme,

$$\varepsilon_1 = \frac{\sigma_1}{E} - \frac{\nu}{E}\sigma_2; \quad \varepsilon_2 = \frac{\sigma_2}{E} - \frac{\nu}{E}\sigma_1; \quad \varepsilon_3 = -\frac{\nu}{E}(\sigma_1 + \sigma_2) \quad (2.50)$$

d'où,

$$\begin{pmatrix} \frac{\Delta\lambda_2}{\lambda_2} \\ \frac{\Delta\lambda_3}{\lambda_3} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{E} \left( 1 - \frac{n^2}{2} [(1-\nu)P_{12} + \nu P_{11}] \right) & \frac{1}{E} (-\nu + \frac{n^2}{2} [P_{11} - 2\nu P_{12}]) \\ \frac{1}{E} \left( 1 - \frac{n^2}{2} [(1-\nu)P_{12} + \nu P_{11}] \right) & \frac{1}{E} (-\nu + \frac{n^2}{2} [(1-\nu)P_{12} - \nu P_{11}]) \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \end{pmatrix} \quad (2.51)$$

En pratique, si un FBG est soumis à un chargement transverse, la réponse spectrale présente un dédoublement en deux pics de Bragg. Ce dédoublement est représenté figure 2.17. Pour obtenir un chargement transverse les possibilités sont diverses. Soit, la fibre optique est compressée entre deux plans comme le proposent Guemes et al. [Guemes 02] ou plus récemment de Zhao et al. [Peng 05] et [Zhao 03]. Soit, comme le propose Colpo, la fibre optique est intégrée dans un cube de résine [Colpo 06b] qui est compressé transversalement. Soit enfin, la fibre est intégrée à un composite non symétrique qui va se fléchir pendant la fabrication du stratifié [Vacher 04].

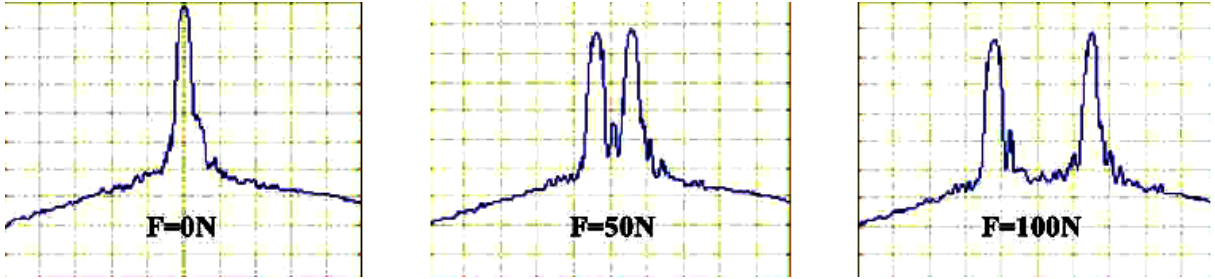


FIG. 2.17 – Effet sur la réponse spectrale d'une compression transverse de FBG [Peng 05]

### 2.5.5 Sensibilité à une pression hydrostatique

La variation de la pression hydrostatique sur le FBG induit un décalage de la longueur d'onde. Un état de pression hydrostatique équivaut à un tenseur des contraintes de la forme suivante :

$$[\sigma] = \begin{pmatrix} -P & 0 & 0 \\ 0 & -P & 0 \\ 0 & 0 & -P \end{pmatrix} \quad (2.52)$$

De la même manière qu'aux sections précédentes, on réécrit la loi de Bragg donnée en (2.4),

$$\lambda_B = 2n(P)\Lambda(P) \quad (2.53)$$

En différentiant l'expression de la longueur d'onde par rapport à P cette fois, nous avons :

$$\Delta\lambda_B = 2 \left( \Lambda \frac{\partial n}{\partial P} + n \frac{\partial \Lambda}{\partial P} \right) \Delta P \quad (2.54)$$

Nous divisons par  $\lambda_{B0}$  :

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_{B0}} = \left( \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial P} + \frac{1}{\Lambda} \frac{\partial \Lambda}{\partial P} \right) \Delta P \quad (2.55)$$

Nous simplifierons d'abord le second terme au moyen de la relation de Hooke entre la pression et la déformation. Nous faisons apparaître le coefficient de Poisson  $\nu$  et le module d'Young  $E$  de la fibre optique.

$$[\varepsilon] = \frac{1+\nu}{E}[\sigma] - \frac{\nu}{E}tr[\sigma] [Id] \quad (2.56)$$

qui conduit à :

$$\varepsilon_1 = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = (2\nu - 1) \frac{P}{E} \quad (2.57)$$

Ce qui donne :

$$\frac{1}{\Lambda} \frac{\partial \Lambda}{\partial P} = \frac{(2\nu - 1)}{E} \quad (2.58)$$

Cela fait apparaître le module de compressibilité  $K = 3 \left( \frac{1-2\nu}{E} \right)$ .

Le premier terme s'obtient de la même manière que (2.38). Nous substituons à la déformation l'expression de P :

$$\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial P} \Delta P = \frac{-n^2(1-2\nu)}{2E} (P_{11} - 2\nu P_{12}) \quad (2.59)$$

En remplaçant les deux termes précédents, nous pouvons écrire la relation de la variation de la longueur d'onde de Bragg en fonction de la variation de pression :

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_{B0}} = - \left( \frac{(1-2\nu)}{E} + \frac{n^2(1-2\nu)}{2E} (P_{11} - 2\nu P_{12}) \right) \Delta P \quad (2.60)$$

Enfin, nous écrivons l'expression de la sensibilité  $K_P$  à la pression hydrostatique :

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\Delta P} = -\lambda_{B0} \left( \frac{K}{3} + \frac{n^2 K}{6} (P_{11} - 2\nu P_{12}) \right) = K_P \quad (2.61)$$

La sensibilité à la pression d'un FBG est de  $-4,5$  pm/MPa d'après [Xu 96a]. Soulignons que cette sensibilité (de signe négatif) est valable dans le cas où le FBG est nu et sans conditionnement. Une étude récente de Liu et al. [Liu 06] propose un capteur FBG de pression ayant une sensibilité de l'ordre de 1200 fois plus importante que celle obtenue par un conditionnement métallique enrobant le FBG.

A titre de comparaison entre les trois sensibilités du FBG vues jusqu'à présent, typiquement, à une longueur d'onde autour de 1550 nm, 1 pm de décalage sur la longueur d'onde correspond approximativement à  $0,1^\circ\text{C}$ ,  $1 \mu\text{e}$  ou  $0,2$  MPa.

### 2.5.6 Sensibilité directe à un champ électromagnétique

Retenons également qu'il existe une sensibilité électromagnétique du FBG. En effet, lorsqu'il est soumis à un champ magnétique longitudinal, il y a apparition de deux polarisations circulaires (dites gauche et droite). La polarisation de la lumière est traitée dans le livre de S. Huard [Huard 94]. Chacune des deux polarisations vérifie une condition de Bragg :

$$\begin{aligned} \lambda_{B+} &= 2n_+\Lambda \\ \lambda_{B-} &= 2n_-\Lambda \end{aligned} \quad (2.62)$$

Il apparaît une différence entre les deux indices de réfraction

$$(n_+ - n_-) = \frac{VH\lambda_B}{2\pi} \quad (2.63)$$

Soit :

$$\lambda_B = 2\pi \frac{(n_+ - n_-)}{VH} \quad (2.64)$$

La relation fait apparaître le module du champ magnétique  $H$  appliqué ainsi que la constante de Verlet noté  $V$  (environ  $8.10^{-5}$  rad/Gm pour une fibre donnée à 1300 nm). D'après Kersey et al. [Kersey 03] le décalage induit serait linéaire et la sensibilité magnétique très faible. C'est pourquoi la sensibilité électromagnétique directe du capteur est reléguée à des applications faisant intervenir la résonance magnétique nucléaire (RMN), à l'étude et à la spectroscopie des plasmas, des domaines où les champs peuvent être intenses. D'après Kersey et al. [Kersey 03], il s'agit de champs magnétique ayant une intensité de 1 Gauss.

### 2.5.7 Sensibilités indirectes

Le capteur FBG est souvent exploité comme transducteur de grandeur. En fait, même s'il n'est pas directement sensible à certaines grandeurs externes (humidité, concentration, champs électromagnétiques), il est possible de conditionner le FBG de manière à le rendre sensible. Le conditionnement est un dispositif permettant de convertir la grandeur externe recherchée en une grandeur comme la déformation qui est elle mesurable par FBG.

#### 2.5.7.1 Mesure indirecte de champs électriques ou magnétiques

Notons des travaux récents ([Mora 06], [Madhav 06] et [Ambrosino 05]) où il est proposé de mesurer les champs électromagnétiques d'une manière indirecte. Mora et al. [Mora 06] proposent des capteurs FBG destinés à mesurer le courant électrique alternatif sur des lignes à haute tension. Celui-ci n'exploite pas la sensibilité électromagnétique directement. En fait, le FBG est enrobé d'un matériau **magnéto-strictif**. Celui-ci, en fonction de l'intensité du courant alternatif et de l'induction magnétique se déforme et donc déforme le FBG. Il y a une relation indirecte entre le champ électrique ou magnétique et la longueur d'onde du capteur FBG. De la même manière, un autre capteur est proposé par Zhao et al. [Zhao 05]. La mesure du courant électrique cette fois est réalisée avec un montage différent : le FBG est fixé sur une poutre en flexion. Le champ électromagnétique crée une force qui fait fléchir la poutre.

#### 2.5.7.2 Mesure indirecte d'humidité

Huang et al. [Huang 07] ont proposé une solution pour mesurer indirectement l'humidité. Le FBG possède un revêtement de polymère pouvant absorber l'humidité. En fonction de la concentration d'eau retenue, le FBG voit son volume évoluer. La déformation du volume est mesurable par le capteur FBG comme dans le cas d'un capteur sous traction simple. Yeo et al. [Yeo 05] avaient proposé également ce type de capteur d'humidité. Ils évaluent l'influence du diamètre du conditionnement et le temps de réponse du capteur. Les sensibilités sont linéaire et plus importantes lorsque le diamètre est plus important (Figure 2.18.a), mais le temps de réponse aussi est plus grand pour un diamètre plus important (Figure 2.18.b). Ce temps peut être de l'ordre de 30 minutes.

#### 2.5.7.3 Mesure indirecte de concentration et d'hydrogène

##### Mesure indirecte de concentration chimique

Sang et al. [Sang 07] exploitent (de façon originale) le capteur FBG pour suivre la concentration chimique d'une solution. Dans le cas présenté deux cas sont traités : propylène glycol et solution de glucose. Les auteurs ont plongé la moitié du FBG dans une solution d'acide fluorique très agressive. Le revêtement ainsi qu'une partie de la gaine sur ce tronçon est détruit par érosion chimique. Il y a

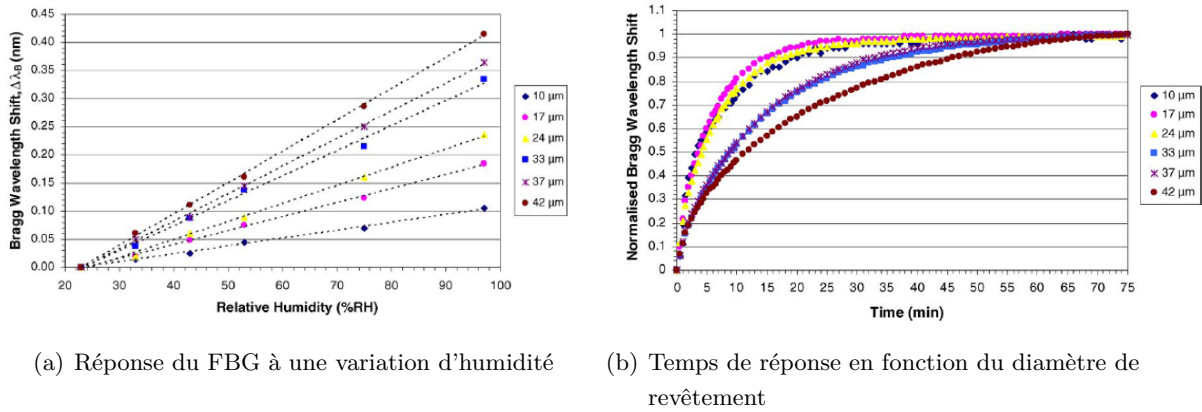


FIG. 2.18 – Capteur FBG d'humidité [Yeo 05]

dédoublément du pic et il est observé deux pics FBG. Lorsque l'indice du milieu change à cause de la concentration de la solution, la longueur d'onde propre au FBG érodé est modifiée. La variation d'indice provoque une variation de l'indice effectif du réseau. Le second réseau n'est pas sensible à la concentration, il permet de découpler les effets de la concentration et les effets de la température. Soulignons que la relation entre concentration et indice du FBG n'est pas linéaire. De plus, il est possible d'intervenir sur la sensibilité, celle-ci augmente lorsque le diamètre de la fibre diminue (Figure 2.19).

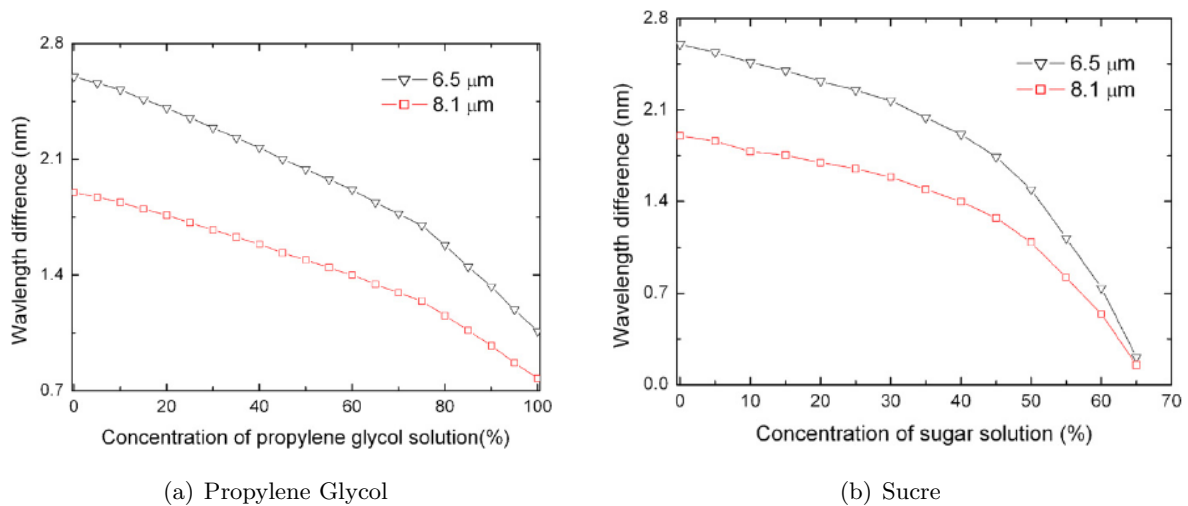


FIG. 2.19 – Réponse du FBG à une variation de concentration dans une solution [Sang 07]

### Mesure indirecte d'hydrogène

Le FBG est également utilisé comme capteur d'hydrogène, mais d'une manière indirecte et différente de celle précédente. La fibre est cette fois couverte d'un film fin de palladium. Ce matériau métallique a la propriété d'absorber l'hydrogène et de voir son volume varier. La déformation est mesurée par le FBG. Différents travaux présentent ce type d'application [Tien 07] et [Sutapun 99]. Dans le cas présenté par la figure 2.20, on voit que la réponse du FBG n'est pas linéaire sur toute la plage de concentration.



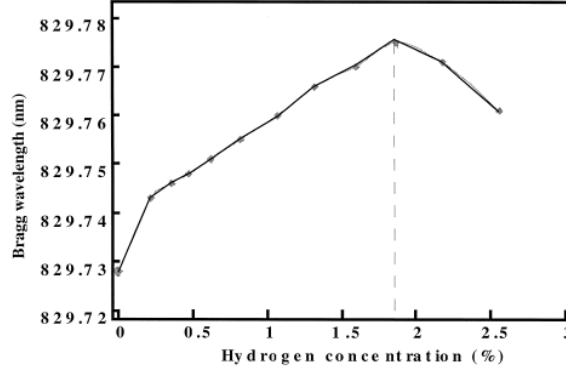


FIG. 2.20 – Réponse du FBG à la concentration d'hydrogène [Sutapun 99]

### 2.5.8 Cas simple du capteur noyé dans un milieu

Si la fibre optique est simultanément soumise à des variations de température comme donnée en (2.31) et à une déformation longitudinale  $\varepsilon$  donnée par (2.41), on peut combiner les deux équations, et, obtenir la relation suivante,

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_{B0}} = \left( \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial T} + \frac{1}{\Lambda} \frac{\partial \Lambda}{\partial T} \right) \Delta T = (\xi + \alpha) \Delta T + (1 - P_e) \varepsilon \quad (2.65)$$

Considérons maintenant la fibre optique noyée dans un milieu isotrope. Quand la fibre optique et le milieu sont soumis à une variation de température, le coefficient de dilatation thermique du milieu intervient. En fonction du différentiel des dilatations, la fibre optique peut être en compression ou en traction. Le milieu impose donc à la fibre optique une déformation supplémentaire :

$$\varepsilon^* = \varepsilon + (\alpha_{milieu} - \alpha_{fibre}) \Delta T \quad (2.66)$$

Ainsi, en multipliant ce qui précède à  $(1 - P_e)$  et en injectant dans l'expression de (2.65), on obtient :

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_{B0}} = (1 - P_e) \varepsilon + [\alpha_{fibre} + \xi + (1 - P_e)(\alpha_{milieu} - \alpha_{fibre})] \Delta T \quad (2.67)$$

Le terme supplémentaire s'annule pour un coefficient de dilatation du milieu qui vaut celui de la fibre optique. Si le coefficient du milieu est très grand devant celui de la fibre optique alors on peut simplifier comme suit :

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_{B0}} = (1 - P_e) \varepsilon + [\xi + (1 - P_e)(\alpha_{milieu})] \Delta T \quad (2.68)$$

où  $\alpha_{fibre}$  n'apparaît plus dans l'expression. C'est d'ailleurs sous cette forme qu'est présentée l'expression dans les travaux de Li [Li 01] ou de Van Steenkiste [Van Steenkiste 97].

### 2.5.9 Les sensibilités croisées

Nous avons écrit les expressions reliant les paramètres externes et la longueur d'onde en différenciant la loi de Bragg comme s'il s'agissait d'une différentielle totale. L'expression du décalage du pic correspond en première approximation à la contribution de chaque variable pris séparément. Or il n'est pas exclu que la sensibilité d'un des paramètres soit variable. Il faut définir un terme croisé de sensibilité pouvant prendre en compte la véritable variation simultanée de température et de déformation.

Farahi et al. [Farahi 90] ont envisagé une expression du différentiel de longueur d'onde pour des ordres supérieurs. Leurs travaux ne concernent pas les FBG, mais un capteur à fibre optique de température et de déformation basé sur la biréfringence. Par analogie avec leur démarche, nous pouvons également faire un développement de Taylor du décalage de  $\lambda_B(\varepsilon, T)$ , limité au second ordre uniquement au terme en  $\Delta\varepsilon\Delta T$  correspondant à la sensibilité croisée :

$$\begin{aligned} \lambda_B(\varepsilon, T) = & \lambda_B(\varepsilon_0, T_0) + 2 \left( \Lambda \frac{\partial n}{\partial \varepsilon} + n \frac{\partial \Lambda}{\partial \varepsilon} \right) \Delta\varepsilon + 2 \left( \Lambda \frac{\partial n}{\partial T} + n \frac{\partial \Lambda}{\partial T} \right) \Delta T \\ & + 2 \left( \Lambda \frac{\partial^2 n}{\partial T \partial \varepsilon} + n \frac{\partial^2 \Lambda}{\partial T \partial \varepsilon} + \frac{\partial n}{\partial \varepsilon} \cdot \frac{\partial \Lambda}{\partial T} + \frac{\partial \Lambda}{\partial \varepsilon} \cdot \frac{\partial n}{\partial T} \right) \Delta\varepsilon \Delta T + \theta (> 2) \end{aligned} \quad (2.69)$$

où  $\theta (> 2)$  sont les termes de développement d'ordres supérieures.

L'équation peut se récrire de façon simplifiée avec les sensibilités :

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_{B0}} = K_\varepsilon \Delta\varepsilon + K_T \Delta T + K_{\varepsilon T} \Delta\varepsilon \Delta T \quad (2.70)$$

Pour évaluer la sensibilité croisée  $K_{\varepsilon T}$ , Farahi et al. [Farahi 90] préconisent de mesurer la sensibilité thermique  $K_T$  (ou celle de la déformation  $K_\varepsilon$ ) pour différents états de déformation (ou de température). Ainsi, cette sensibilité croisée correspond à la variation de la sensibilité thermique avec la variation de déformation. L'étude expérimentale sur la sensibilité croisée est présentée au chapitre 4 *Métrologie*.

### 2.5.10 Fatigue et hystérésis

Dans ce qui précède, nous avons explicité les diverses sensibilités du capteur FBG aux sollicitations externes. On s'interroge dans cette section sur le comportement du FBG sous fatigue thermique ou fatigue mécanique. Le FBG doit être soumis à des cycles thermiques similaires à ceux imposés aux matériaux soumis à la fatigue thermique. En fonction des cycles imposés, caractérisés par l'intensité, la vitesse de montée et descente, la période, le nombre de cycle . . . , le FBG a tendance à se dégrader et à voir sa sensibilité affectée. La boucle d'hystérésis caractérise l'écart entre la mesure lors de la montée et de la relaxation de la sollicitation. Il peut y avoir une différence entre le point de départ et d'arrivée, il s'agit, en général, d'une déformation permanente d'origine thermique ou mécanique. L'étude du comportement en fatigue est trop vaste pour être abordée dans le cas de notre étude. Soulignons que dans la littérature, cet hystérésis en température dans le cas des FBG est admise comme nulle pour des plages de température allant jusqu'à 300°C. Une étude de Douay et al. [Douay 93] traite de l'hystérésis thermique. Par ailleurs la thèse de [Mauron 01] traite du sujet de la durée de vie des FBG. Dans le chapitre 4 *Métrologie*, nous présentons le cas de la dérive du FBG suite à une cuisson isotherme. Le comportement en fatigue mécanique est un sujet également vaste. D'après Kashyap [Kashyap 99] le comportement en fatigue mécanique d'une fibre optique a été traité par [Kapron 91].

## 2.6 Applications des FBG

---

Nous allons rappeler dans cette section les principales applications des FBG.

### 2.6.1 Application dans les télécommunications

Les FBG ont été principalement employés dans le domaine des télécommunications. La faculté de présenter une largeur de bande lui a conféré une possible utilisation comme filtre, comme compensatrice de dispersion des signaux et enfin comme commutateur de mode. Il est également intégré dans les

composants “tout fibre” inspirés de l’optique classique (interféromètre de Michelson, Sagnac, Mach-Zehnder, Fabry-Pérot...). Sa réflectivité variable fait du FBG un miroir semi-réfléchissant adapté dans les montages de l’interférométrie. De plus la faculté d’imposer au FBG une longueur d’onde sélective grâce par exemple à un dispositif piézoélectrique fait de lui un filtre modulable aux propriétés intéressantes. Une référence traite des applications du FBG exclusivement dans le domaine des télécommunications [Riant 03].

### 2.6.2 Applications du FBG en tant que capteur

La possibilité d’être employé comme capteur a également fait l’objet d’un engouement particulier. Deux diagrammes tiré de [Lee 03] donnent un aperçu des applications des capteurs à fibre optique (Figure 2.21.a), et des technologies utilisées (Figure 2.21.b). D’après ces deux diagrammes nous constatons que le FBG représente 44 % des capteurs à fibres optiques, et que les mesures les plus courantes concernent la température, la déformation et la pression (55 %).

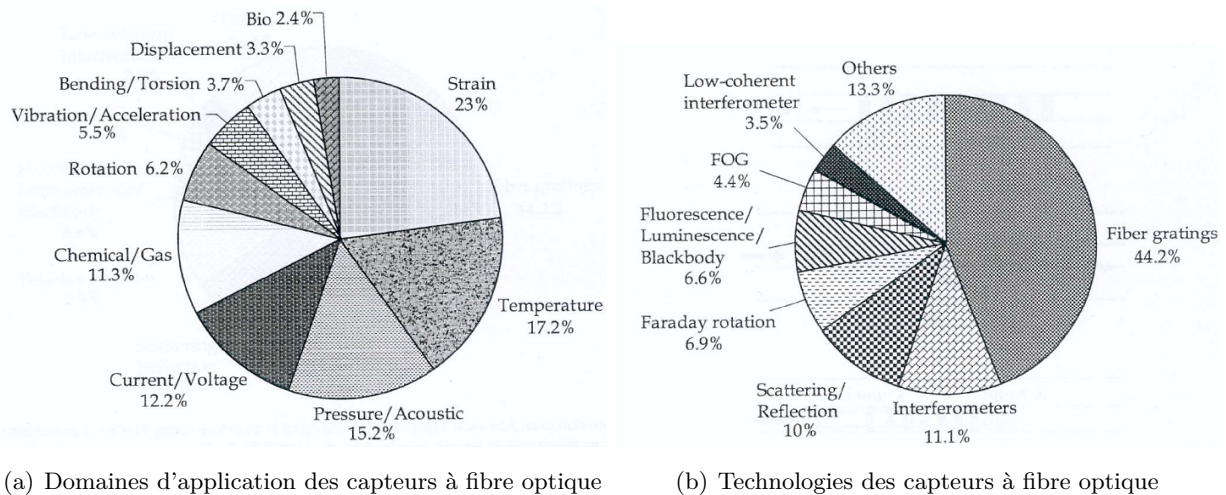


FIG. 2.21 – Orientation des capteurs à fibre optique en 2003, [Lee 03]

Nous allons proposer dans les sections qui suivent une revue non exhaustive des différentes applications de FBG par principaux domaines. Cette revue peut être complétée par celle d’Othonos [Othonos 99] et pour être au plus près de l’actualité par le congrès international *Optical Fibre Sensor* qui a lieu tout les 2 ans.

### 2.6.3 Application des FBG aux composites

#### 2.6.3.1 Étude du comportement des matériaux et procédés des composites

Les travaux relatifs à ce sujet ont été présentés dans les sections 1.5.1.3 à 1.5.1.7 (pages 19 à 23) du premier chapitre du manuscrit.

#### 2.6.3.2 Aéronautique et composites

Ce secteur affectionne la fibre optique pour son gain de poids par rapport aux câbles métalliques et également pour sa transparence aux radars. D’après [Othonos 99] dans le domaine militaire, les hélicoptères Westland ou Lynx, le Boeing777 ou encore l’Eurofighter ont été concernés par l’usage des capteurs à fibres optiques. Cependant, ils ont été écartés car jugés encore trop immatures comparés

aux capteurs électriques classiques. Une des fonctions recherchées pour l'aéronautique est la **détection des impacts** sur des surfaces. En France, le consortium DRET/AIA/ONERA/CEA s'intéresse de près à la détection "d'impacts invisibles". La NASA ainsi que Photonics Groups développent un capteur FBG de pression au sein d'une aile d'hélicoptère. En Suède, l'institut de recherche optique a lancé un projet national SMART pour développer un système de mesure de température et de déformation dans l'aéronautique de défense. British Aerospace avec la coopération de 11 partenaires a projeté en 1999 de réduire de 20% les inspections en 5 ans. En Allemagne, le groupe de recherche de Daimler-Benz, en collaboration avec Airbus depuis 1996 envisage l'emploi des capteurs FBG pour **améliorer les performances aérodynamiques** et optimiser les formes des pièces. La NASA et Photonic Group Research ont choisi les capteurs FBG pour la surveillance des conditions **des conteneurs cryogéniques**. Lockheed Martin est un partenaire de la NASA ayant identifié les FBG comme pouvant surmonter le milieu chimique (hydrogène et oxygène, carburants) et pouvant opérer dans une large gamme de température. Un dernier exemple d'application des FBG pour les avions est proposé par Baker et al. [Baker 04] où les auteurs ont utilisé le FBG pour le suivi de tenue de la structure (SHM) dans les avions militaires australiens F/A-18 et le F-111C. Le FBG est placé sur un patch (dont la forme est optimisée) qui est lui même fixé sur des zones critique de l'avion (Figure 2.22).

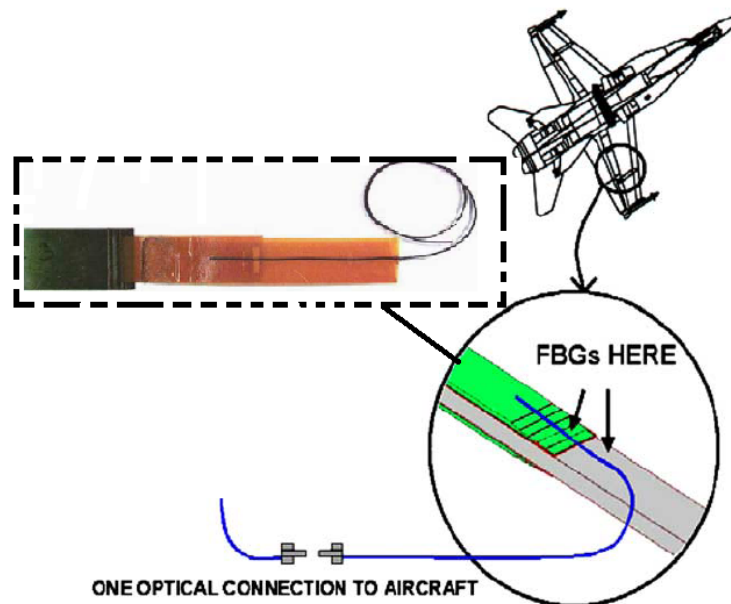


FIG. 2.22 – Patch FBG pour le SHM sur des structures d'avions militaires australiens [Baker 04]

### 2.6.3.3 Embarquements nautiques et composites

D'après Othonos [Othonos 99], la SPA (System Planning and Analysis), sous l'impulsion de sponsors comme United States Navy et l'Office of Naval Research, ont développé un système de surveillance des coques basés sur un multiplexage spatial en longueur d'onde (SWDM) de 120 capteurs FBG sur huit lignes, soit un millier de capteurs FBG. L'unité d'interrogation constitue sans doute le point fort de leur développement (cadence de 2 kHz). Le prototype de cette unité d'interrogation (*High Speed - Fiber optic Interrogation System*) a été testé sur le trimaran Triton de la British Trimaran Research. Dans le domaine des applications navales, on peut également citer le projet *Composite Hull Embedded Sensor System* (CHESS) du centre de recherche naval norvégien. Celui-ci souhaite également dispo-

ser d'un système de surveillance des structures composites formant les coques des navires au moyen d'un réseau d'une centaine de capteurs de déformations pour évaluer les points critiques lors de la navigation en haute mer.

## 2.6.4 Génie civil

### 2.6.4.1 Forages et mines

Les capteurs FBG conviennent pour les milieux hostiles comme les puits de forage profonds où les températures dépassent parfois 150°C et la pression les 1000 bars, et où les distances sont relativement longues. Zhao et al. [Zhao 02] proposent un capteur de pression et de température adapté aux puits profonds. D'après [Ferdinand 00], un projet européen intitulé STABILOS a été mené dès 1992 afin de répondre à un besoin de sécurité au sein des mines. Un prototype de terrain développé principalement par le CEA Leti (Saclay) a été testé dans une mine de sel allemande. Le CSEM a mis en application le système de surveillance sur le tunnel du mont Terri en Suisse. Un autre projet COSMOS (Solétanche-Bachy, le CEA leti, Glötzl, un industriel allemand, Tractebel en Belgique, l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne et l'Université de Cambridge) concerne la problématique des déplacements verticaux et des déformations des fondations ainsi que celles des mouvements différentiels entre couches de terrain.

### 2.6.4.2 Structures en bétons

Moyo et al. [Moyo 05], Volker et al. [Slowik 04], ainsi que Dupont [Dupont 02] ont intégré les FBG dans des bétons pour le suivi de solidification et le suivi du comportement de poutre en béton instrumentée.

### 2.6.4.3 Surveillance des ponts

Le nombre de pont à travers le monde ayant été instrumenté par FBG est nombreux. D'après Othonos et al. [Othonos 99], dès 1993, un pont canadien (*Beddington Trail Bridge*) a été équipé de 16 capteurs à FBG pour démontrer la faisabilité de ce système de surveillance qui jusqu'alors n'était pas considéré comme réalisable en pratique. De même, au Nouveau-Mexique, un pont a été équipé avec 67 capteurs FBG pour surveiller les déformations induites par le passage de poids lourds. Un pont a été équipé de la même sorte par l'Université du Vermont. Nous pouvons également citer le cas d'un viaduc de Vaux près de Lausanne en Suisse qui a été testé après avoir été équipé de 32 FBG en faisant circuler le long de l'architecture un bloc massif d'acier. Initié vers 2002, l'équipe de Chan et al. [Chan 06] a achevé récemment la surveillance du Ma Tsing (Figure 2.24) : il s'agit du plus long pont suspendu (> 2200 mètres) qui supporte à la fois une voie ferrée ainsi qu'une voie pour véhicule. Pour cela, ils ont employé 40 capteurs FBG de déformation.

## 2.6.5 Énergie et transport électrique

D'après Ferdinand [Ferdinand 00], le CEA LETI, EDF et Framatome ont lancé un projet commun en 1995 pour le développement de capteurs extensométriques afin d'assurer une surveillance à coût réduit et plus sécurisée de la structure des réacteurs nucléaires. Deux autres projets ont été lancés pour la surveillance des conduites de vapeurs : un premier projet Britannique initié par BICC Cables Ltd en 1996 et prévu pour trois ans intitulé FOSMET (*Fiber Optic Strain Monitoring at Elevated Temperature*) dont l'objectif était de réaliser un système en temps réel (1 Hz/capteur) de surveillance

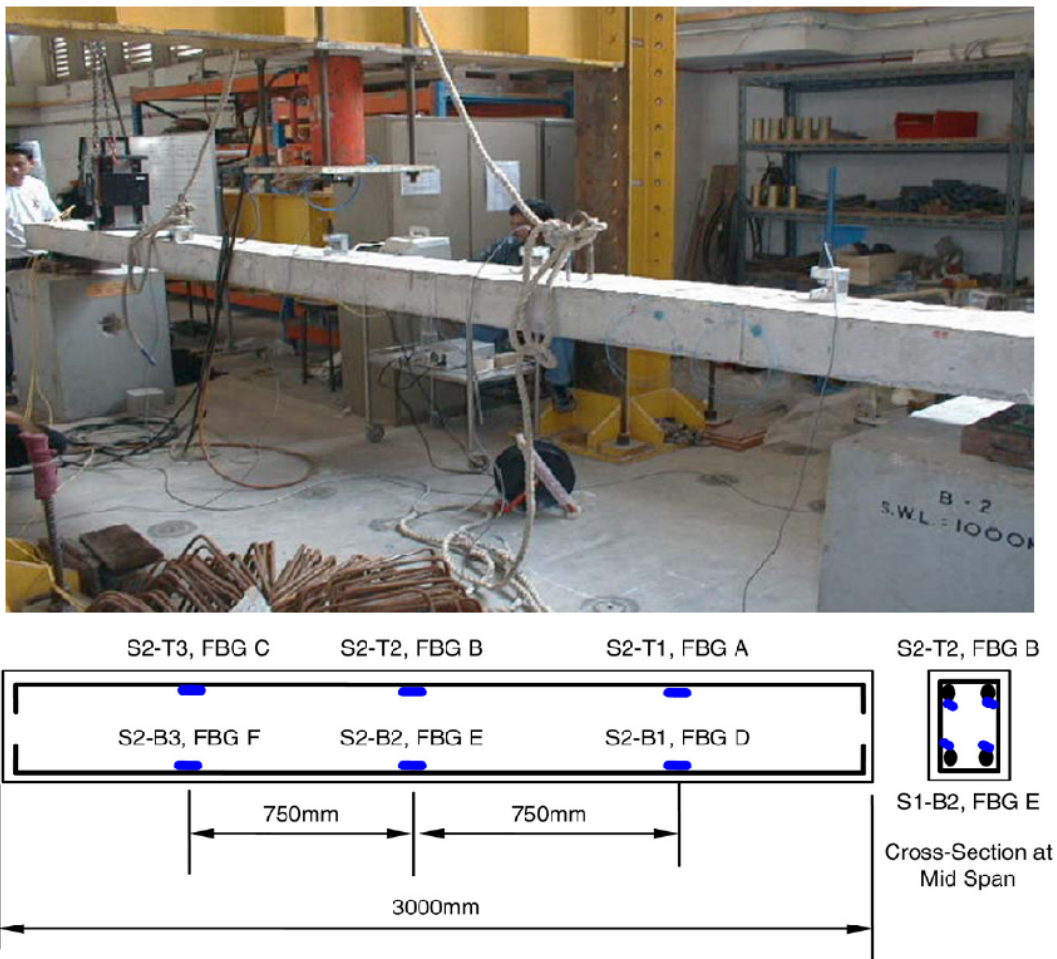


FIG. 2.23 – Instrumentation par FBG distribués d’une poutre en béton [Moyo 05]

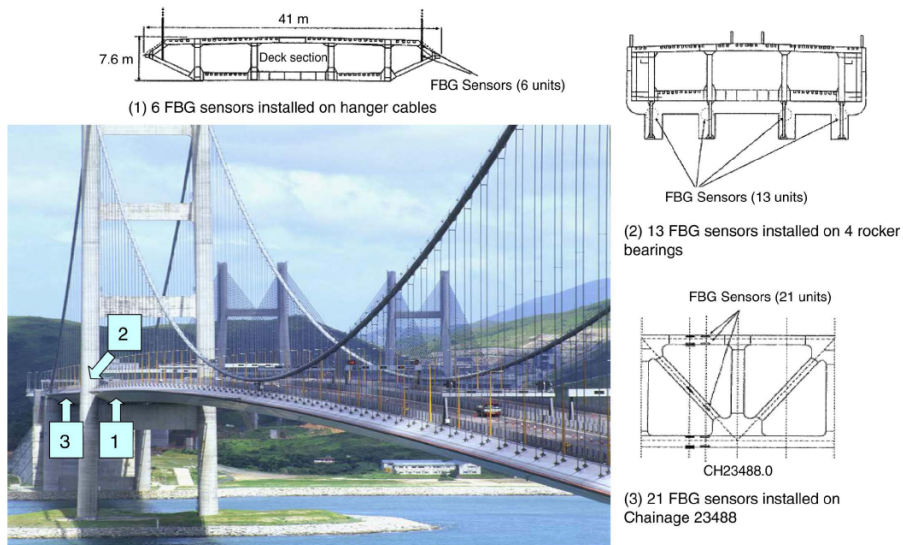


FIG. 2.24 – Instrumentation du Ma Tsing (Honk Hong) par 40 FBG distribués [Chan 06]

de déformation avec une pleine compensation thermique à environ 550°C. Le second projet a été lancé par ERA Technology en 1995 intitulé FORMS (ou *Distributed Temperature Monitoring on High Temperature Pipework*). Dans ce domaine, le FBG trouve des applications d'abord dans la mesure des courants et des tensions au niveau des transformateurs. Fisher et al. [Fisher 97] ont présenté un capteur de courant électrique basé sur la combinaison d'un FBG et d'un élément piézoélectrique. Le diamètre de l'élément est proportionnel à la tension appliquée. Ogawa et al. [Ogawa 97] proposent un système de surveillance des déformations (et des ruptures) des lignes de transmission pour les zones soumises à des conditions climatiques sévères. Ainsi, 10 FBG ont été installés sur une distance de 30 km.

### 2.6.6 Applications médicales et autres

La fibre optique est intéressante car il s'agit d'un matériau biologiquement inerte. Rao et al. [Rao 98] présentent un capteur de température FBG *in vivo* pouvant fournir une température à 0.2°C près toutes les 0.4 secondes et pouvant fonctionner pleinement dans une machine d'IRM (celle-ci délivre trop de champs magnétiques pour l'usage du thermocouple). Rao et al. [Rao 98] ont proposé un capteur qui s'installe dans le cathéter employé dans la surveillance du flux sanguin au niveau cardiaque. En observant l'évolution de la température avec une fréquence d'acquisition de 10 Hz, on peut remonter à une estimation du flux. Un dernier exemple d'application des FBG est donné grâce aux travaux de Heo et al. [Heo 06]. Les auteurs ont réalisé des surfaces tactiles à l'aide de 3 × 3 FBG répartis permettant de détecter la pression d'un doigt et de donner une cartographie associée.

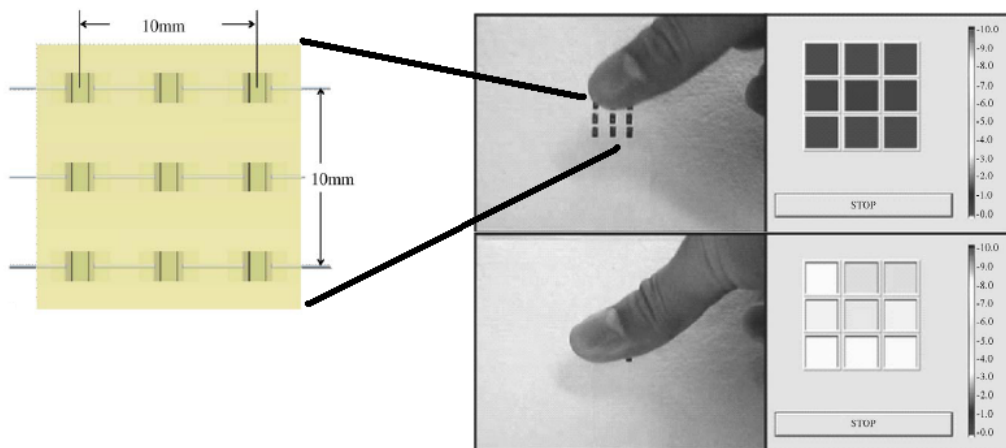


FIG. 2.25 – Surface tactile réalisée avec FBG distribués

Nous avons présenté ici un aperçu des applications des capteurs FBG. La littérature scientifique regorge d'exemples dans des domaines divers, le capteur FBG entre en compétition avec beaucoup de capteurs déjà existants. Mais, du fait de ses atouts, il devient dans certains domaines une solution intéressante. Les projets à l'échelle européenne traduisent l'importance des enjeux.





# 3

## Intrusivité de la fibre optique dans les matériaux composites

### 3.1 Position du problème

Le caractère intrusif (ou perturbant) de la fibre optique a été évoqué dans la littérature, [Vacher 04], [Mulle 07a]. Dans les travaux de [Vacher 04], deux aspects distincts de l'intrusivité sont abordés :

- l'influence de la fibre optique sur les propriétés mécaniques,
- l'influence de la fibre optique sur l'arrangement de son environnement.

#### 3.1.1 Influence de la fibre optique sur les propriétés mécaniques

Le premier aspect est traité dans les travaux de [Vacher 04] au travers de simulations par éléments finis. Le rayon d'influence de la fibre optique par rapport aux champs de contraintes locales est évalué à **deux fois son diamètre**. Au-delà de cette distance, la fibre optique n'a pas d'effet sur les champs mécaniques. Les résultats sont illustrés figure 3.1.

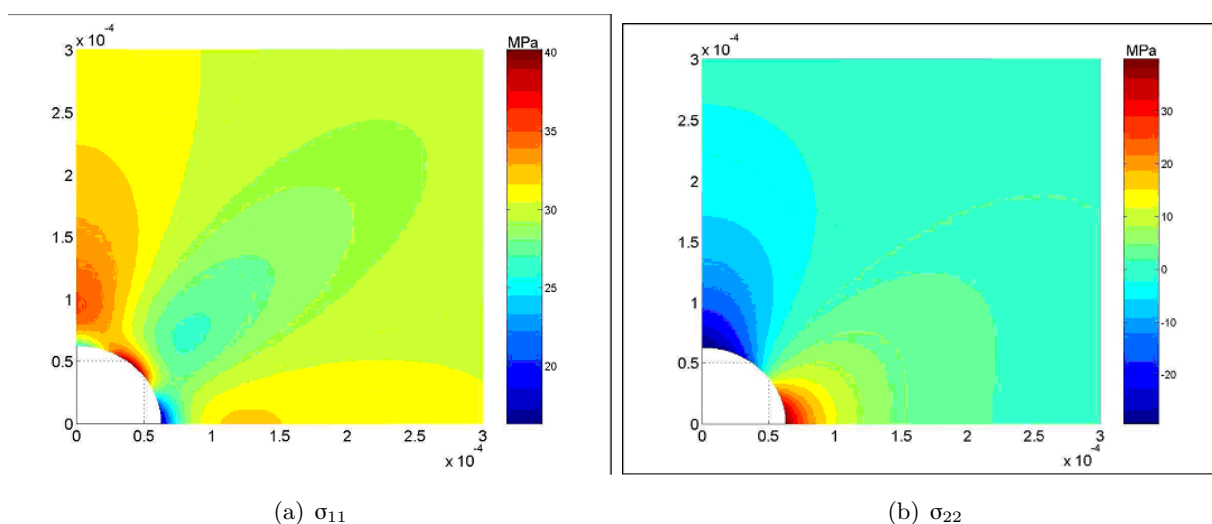


FIG. 3.1 – Effet de la fibre optique sur les champs de contraintes locales [Vacher 04]

Par ailleurs, des travaux de la littérature traitent des effets de la fibre optique sur les propriétés de résistance mécanique des composites. Il est concevable que l'introduction d'une seule fibre optique en verre de  $125 \mu m$  ne peut avoir une influence perceptible sur la résistance d'une éprouvette de traction de dimension normale. Cela peut se vérifier par une loi des mélanges. Nous avons mené des travaux expérimentaux pour conforter l'absence d'influence de la fibre optique sur la rupture d'éprouvettes UD

### CHAPITRE 3. INTRUSIVITÉ DE LA FIBRE OPTIQUE DANS LES MATÉRIAUX COMPOSITES

de carbone. Plusieurs éprouvettes de dimension (150 x 20 x 1,75 mm<sup>3</sup>) avec fibres optiques intégrées dans des configurations variées sont réalisées :

- 5 éprouvettes UD de référence (notées *Phi* dans le tableau 3.1), sans fibre optique (FO) : [0<sub>10</sub>].
- 7 éprouvettes UD avec des FO à 0° : [0<sub>5</sub>],[FO<sub>0</sub>],[0<sub>5</sub>]
- 6 éprouvettes UD avec des FO à 90° (notées *T* dans le tableau 3.1) : [0<sub>5</sub>],[FO<sub>90</sub>],[0<sub>5</sub>]
- 2 éprouvettes UD avec la trame dans le sens transversal (notées *Phi Trans* dans le tableau 3.1) de référence sans FO : [90<sub>10</sub>]
- 2 éprouvettes avec la trame dans le sens transversal (notées *FO Trans* dans le tableau 3.1) et une FO à 0° : [90<sub>5</sub>],[FO<sub>0</sub>],[90<sub>5</sub>]

Les résultats des essais de tractions jusqu'à la rupture des éprouvettes résumés sur le tableau 3.1 qui donne les contraintes de rupture. Nous avons vérifié que l'intégration des fibres optiques n'est pas perceptible pour les cas d'éprouvette UD à 0°. Le calcul des moyennes  $\bar{\sigma}_r$  et des écart-types des contraintes de ruptures pour les trois populations d'éprouvettes donne :

- éprouvettes UD de référence sans FO :  $\bar{\sigma}_r = 901 \pm 167$  (MPa)
- éprouvettes UD avec des FO à 0° :  $\bar{\sigma}_r = 983 \pm 130$  (MPa)
- éprouvettes UD avec des FO à 90° :  $\bar{\sigma}_r = 1036 \pm 63$  (MPa)

On a bien une tendance de renforcement des éprouvettes avec l'insertion de fibre optique. Mais, on note que les valeurs moyennes sont dans le même intervalle d'erreur (défini par les écart-types). On ne peut donc pas conclure sur la tendance au renforcement. Les observations des courbes de déformation (non représentées ici) en fonction des charges imposés n'ont pas donné lieu à des interprétations allant dans le sens où l'on pourrait donner une influence de la fibre optique dans l'éprouvette. Dans le cas transverse UD à 90°, l'introduction de la fibre optique a une faible influence et tends à renforcer le matériau UD.

Séries	Eprouvette	Contrainte de rupture (MPa)
<b>Carbone 0° FO 0°</b>	<b>1</b>	<b>1153</b>
	<b>2</b>	<b>942</b>
	<b>3</b>	<b>1120</b>
	<b>4</b>	<b>982</b>
	<b>6</b>	<b>866</b>
	<b>7</b>	<b>835</b>
	<b>Référence</b>	<b>Phi1</b>
<b>Phi2</b>		<b>1069</b>
<b>Phi3</b>		<b>872</b>
<b>Phi4</b>		<b>630</b>
<b>Phi5</b>		<b>970</b>
<b>Carbone 0° FO 90°</b>	<b>T1</b>	<b>1032</b>
	<b>T2</b>	<b>984</b>
	<b>T3</b>	<b>1031</b>
	<b>T4</b>	<b>998</b>
	<b>T5</b>	<b>1016</b>
	<b>T6</b>	<b>1159</b>
<b>Référence Carbone 90°</b>	<b>Phi Trans 1</b>	<b>9,5</b>
	<b>Phi Trans 2</b>	<b>5,6</b>
<b>Carbone 90° FO 0°</b>	<b>FO Trans 1</b>	<b>16,1</b>
	<b>FO Trans 2</b>	<b>27,1</b>

TAB. 3.1 – Influence sur les modules de ruptures d'éprouvettes UD dues aux fibre optiques intégrés

Nous citerons les travaux de [Lee 95] et de [Ling 05] qui analysent de façon plus approfondie

l'effet de la fibre optique sur les propriétés mécanique du composite. Dans leurs travaux, ils étudient l'influence des fibres optiques sur le comportement des structures soumises à des essais de fatigue et des essais de flexion. Les auteurs concluent que la fibre optique n'a pas d'effet significatif sur le module de Young ou le coefficient de Poisson. Le second résultat mis en relief par les travaux de Lee et al. [Lee 95] est qu'un nombre croissant de fibre optique diminue la durée de vie des éprouvettes (géométrie  $124 \times 24 \times 1,8 \text{ mm}^3$ ) sous un chargement cyclique (figure 3.2).

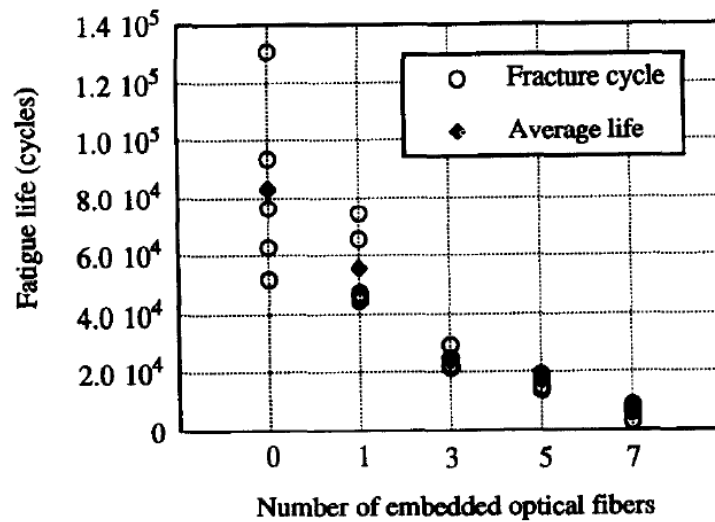


FIG. 3.2 – Influence des fibres optiques sur la durée de vie sous fatigue cyclique d'éprouvettes UD verre/époxy [Lee 95]

Dans les travaux de [Ling 05], l'influence de la fibre optique est évaluée pour des flexions 3 points avec les extrémités libres (*End Notched Flexion*). Sur cet essai, l'influence de la fibre optique est très perceptible dans une figure extraite de leur travaux (figure 3.3). On note sur cette figure que l'éprouvette avec fibre optique admet une rigidité (module de Young) plus importante sur la partie linéaire. La rupture intervient à 120 N avec une inflexion de 17 mm alors qu'avec l'éprouvette à fibre optique, elle se produit à 80 N pour une inflexion de 24 mm.

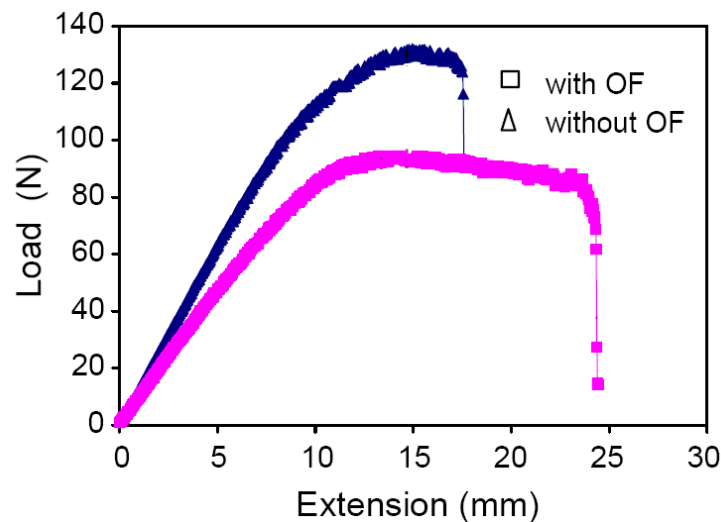


FIG. 3.3 – Effet de la fibre optique sur une éprouvette soumise à une flexion [Ling 05]

**3.1.2 Influence de la fibre optique sur l'arrangement de son environnement**

Le second aspect de *l'intrusivité* concerne le caractère perturbant de la fibre optique par rapport à l'organisation des fibres de carbone. [Vacher 04] a résumé les deux principaux cas :

- le cas où la fibre optique est parallèle aux fibres de carbone,
- le cas où la fibre optique est perpendiculaire à la direction des fibres de carbone.

Sur la figure 3.4.a, la fibre optique ne perturbe pas ou peu son environnement alors que figure 3.4.b, elle provoque une poche de résine bien apparente.

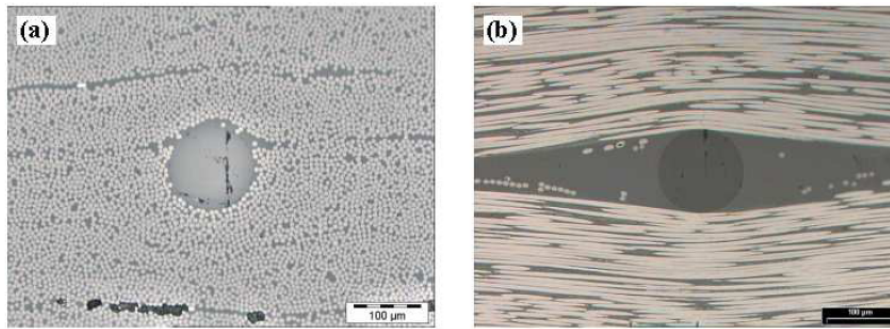


FIG. 3.4 – Fibre optique insérée au milieu de renforts de carbone sens parallèle et sens perpendiculaire aux fibres de carbone [Vacher 04]

Cette propriété est un frein pour une application (industrielle) concernant l'introduction d'un capteur dans une structure en service. Les poches de résine et les porosités sont perçues comme des défauts susceptibles d'avoir une incidence sur la tenue du matériau. En effet, elles peuvent conduire à l'apparition d'un fond de fissuration. L'objet de ce travail est ici d'étudier et de quantifier le caractère intrusif. La méthode repose sur des observations de la section de la fibre dans des prélèvements sur des plaques. D'après ces observations, il apparaît deux cas extrêmes : le cas *optimum* lorsque les fibres optiques sont parallèles aux fibres du renfort et le cas le moins souhaitable lorsque la fibre est transverse aux renforts. Les observations du premier cas *optimum* montrent souvent des situations avec une poche de résine ou une désorganisation des fibres de carbone autour de la fibre optique. Deux exemples sont montrés dans la figure 3.5. A gauche figure 3.5.a, la fibre optique est intégrée dans un composite à base de fibres sèches via le procédé LRI, et à droite, figure 3.5.b, la fibre est intégrée dans un stratifié de pré-imprégnés. Dans la suite, nous définirons premièrement **la taille du défaut** (ou surface) lié à l'intrusion de la fibre optique comme la **surface totale fibre optique plus la surface de résine ou de porosité** soit :

$$Surface_{défaut} = S_{résine} + S_{fibre\ optique} + S_{porosité} \tag{3.1}$$

Et deuxièmement, on **rapportera cette taille de défaut relativement à la surface de la fibre optique**, soit comme sur la relation (3.2). Ce nombre est un rapport sans unité. La surface du défaut est évaluée grâce à un logiciel de traitement d'image *Analysis* équipant les microscopes optiques. Ce dernier donne une estimation de la surface d'une figure quelconque définie à la main (figure 3.5.a).

$$Défaut_{relatif} = \frac{Surface_{défaut}}{S_{fibre\ optique}} \tag{3.2}$$

La section suivante fait référence au procédé par voie humide LRI, celle d'après par voie sèche (pré-imprégné). L'intrusivité sera caractérisée en fonction de 5 paramètres :

- le nombre de plis environnant la fibre optique,

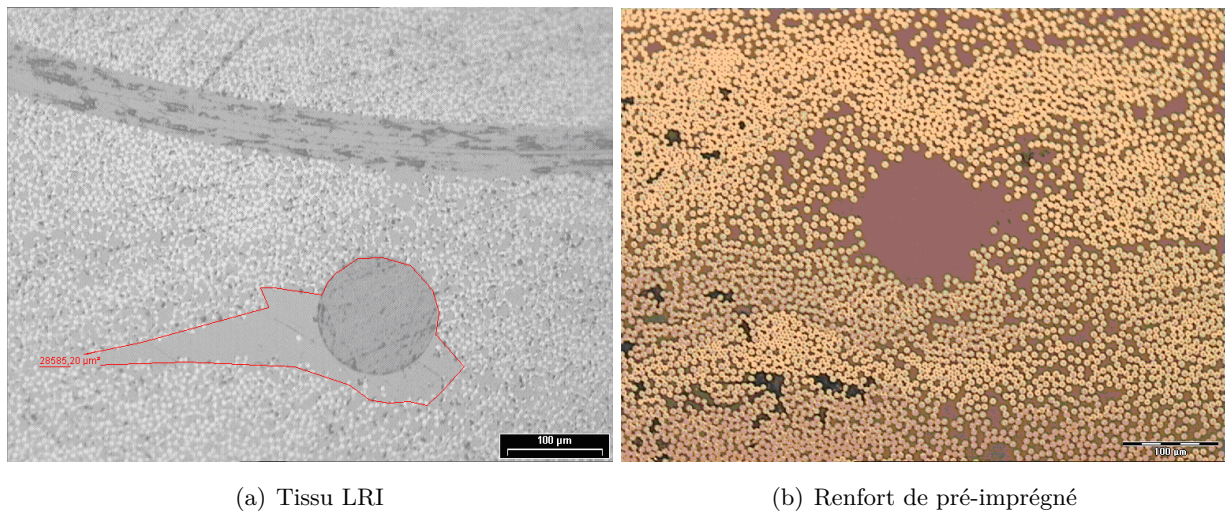


FIG. 3.5 – Exemples de perturbation engendrée par la fibre optique

- le diamètre de la fibre optique,
- l’angle des directions des fibres optiques par rapport aux fibres de carbone,
- le sens d’injection de la résine pour le procédé LRI,
- l’influence du renfort (UD pré-imprégné ou Nappe UD sèche avec trames).

Pour ne pas rendre les observations redondantes, tous les paramètres ne sont pas présentés pour les deux procédés. Dans le cas du LRI, nous regarderons l’influence du nombre de plis environnant, et le sens d’injection de la résine. Dans le cas du pré-imprégné, nous regardons l’influence des angles de direction et des diamètres de fibre.

## 3.2 Cas des nappes par procédé LRI

Une plaque est réalisée avec le procédé prototype LRI de la société Hexcel à partir de nappe de tissu UD (de référence G1157-D1300). Les dimensions de la plaque sont de  $350 \times 350 \text{ mm}^2$ . Le tissu présente une trame perpendiculaire aux fibres de carbone qui a pour fonction de maintenir en place les fibres de carbone. Ce tissu est préféré au tissu UD de carbone seul car il est aisément manipulable pendant le drapage. Le stratifié contient 22 plis équilibrés et symétriquement répartis d’une épaisseur totale de  $5,5 \text{ mm}$ . L’épaisseur d’un pli est de  $250 \mu\text{m}$ . Les fibres optiques (SMF28 dénudée, diamètre  $125 \mu\text{m}$ ) sont introduites dans le matériau en différentes localisations et directions. Le positionnement s’est fait manuellement.

Le procédé d’infusion de résine se réalise après avoir mis la préforme sous vide. La résine est injectée à  $120^\circ\text{C}$ . Le cycle de cuisson est d’une heure et demie à  $180^\circ\text{C}$ .

### 3.2.1 Protocole d’observations des échantillons

Après cuisson de la plaque, sont prélevées d’abord les éprouvettes figure 3.6.a et ensuite les échantillons figure 3.6.b. Ceux-ci sont enrobés de résine froide, puis soumis à un polissage grossier puis fin. Les échantillons sont placés dans une polisseuse automatique avec des disques abrasifs de grains progressivement plus fins de 300, 600 puis 1000 (grains/ $\text{cm}^2$ ), et parfois le polissage à suspensions diamantés à grains plus fin est utile. La procédure est identique à celle préconisée par [Bizet 04] et [Liotier 08]. Les fibres optiques sont observées sous microscope optique (grossissement  $\times 200$ ). La surface du défaut (fibre optique et poche éventuelle de résine) est mesurée avec le logiciel d’image

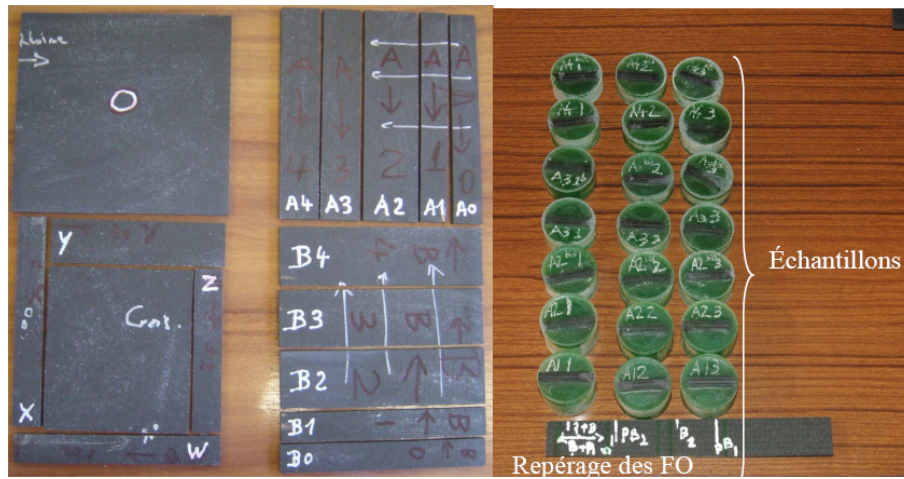


FIG. 3.6 – Prélèvement d'échantillons dans la plaque de composite avec fibre optique intégrée

*Analysis*©.

La figure 3.7 montre plusieurs clichés de fibres optiques dans l'environnement des fibres de renforts de carbone de plus petit diamètre (de l'ordre de 6  $\mu m$  contre 125  $\mu m$  pour la fibre optique). Les deux premiers clichés figure 3.7.(a) et 3.7.(b) montrent une fibre optique avec deux poches de résines autour. Dans le cliché figure 3.7.(a), la fibre optique est à proximité des fils de trame. Mais il n'y a pas de poche de résine. Il y a une poche de résine entre la jonction des deux trames. Dans le cliché figure 3.7.(d), la fibre optique ne désorganise pas du tout son environnement. Dans le cliché figure 3.7.(e), la fibre optique est à proximité d'un fil de trame. La jonction entre celle-ci et le fil de trame fait apparaître une poche de résine. Dans le cliché qui suit figure 3.7.(f), la poche de résine au niveau de la jonction [fibre optique/trame] est plus petite. Dans les derniers clichés figure 3.7.(g) et 3.7.(h), des poches de résines de taille assez importantes sont observées alors qu'il n'y a pas de fil de trame à proximité comme dans les deux premiers clichés.

**3.2.2 Influence de l'environnement**

Afin d'évaluer l'influence de l'environnement sur l'intrusivité de la fibre optique , on intégrera ces dernières de deux façons :

- premier paramètre : fibre optique parallèle ou perpendiculaire au sens des fibres de carbone,
- deuxième paramètre : le nombre de plis qui forme l'environnement proche de la fibre optique (2, 4 ou 6 plis).

En résumé, cela fait six cas différents pour l'environnement de la fibre. La figure 3.8 montre l'empilement qui a été réalisé afin d'obtenir les 6 cas sur une seule plaque.

Les tailles des défauts dans le cas où la fibre optique est parallèle aux fibres du renfort sont reportées dans la figure 3.9 en fonction du nombre de plis. La droite discontinue correspond à la surface minimale du défaut, soit la surface de la fibre optique (12265  $\mu m^2$ ). La valeur moyenne des tailles de défauts sur l'ensemble des échantillons est d'environ 21000  $\mu m^2$ , c'est à dire **1.7 fois** la surface de la fibre optique. Il est observé une diminution de la dispersion et de la moyenne des tailles des défauts avec l'augmentation du nombre de plis environnant. La taille des défauts est bornée par les intervalles suivants,

$$17385 \pm 4603 \mu m^2 < S_{\text{défaut}} < 24885 \pm 9964 \mu m^2 \quad (3.3)$$

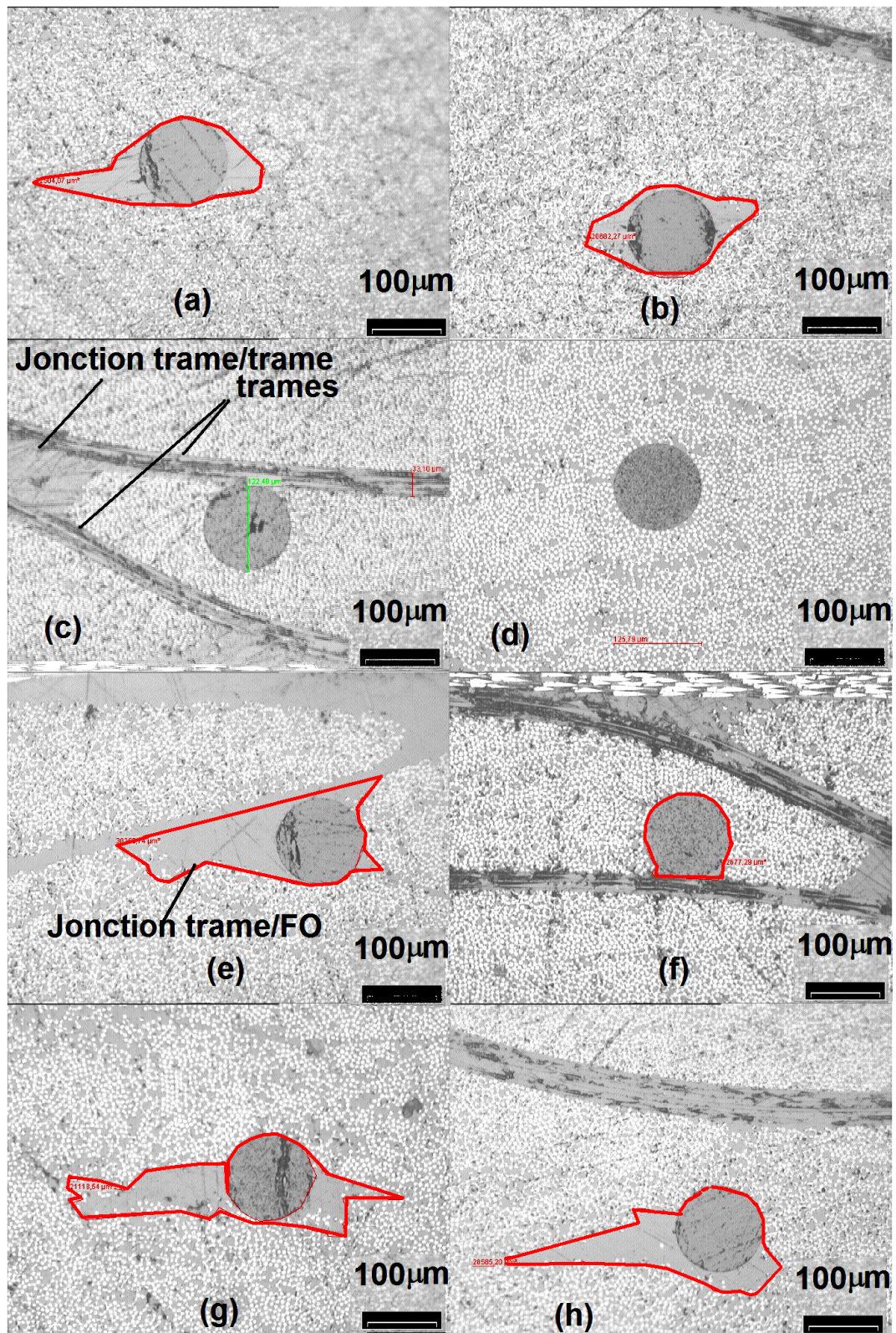


FIG. 3.7 – Observations au microscope optique de fibre optique intégrée dans un composite à base de tissu UD (Hexcel G115 D1300)

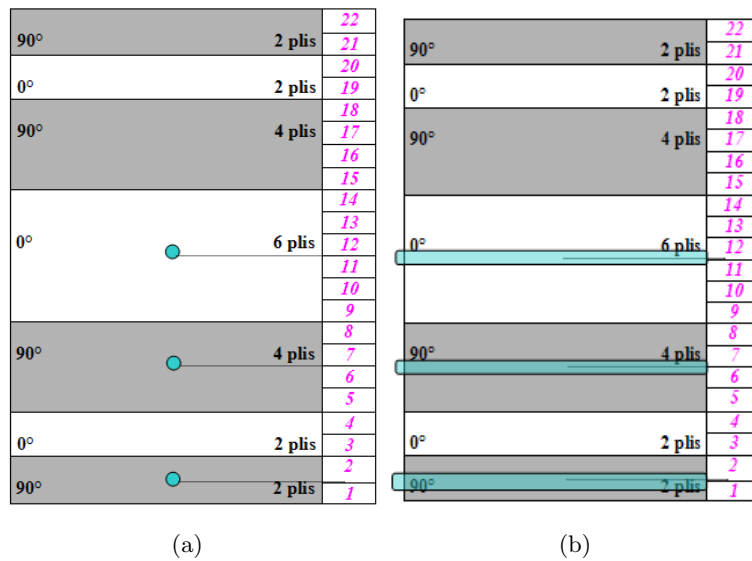


FIG. 3.8 – Séquence d’empilement pour les 6 cas d’environnements étudiés

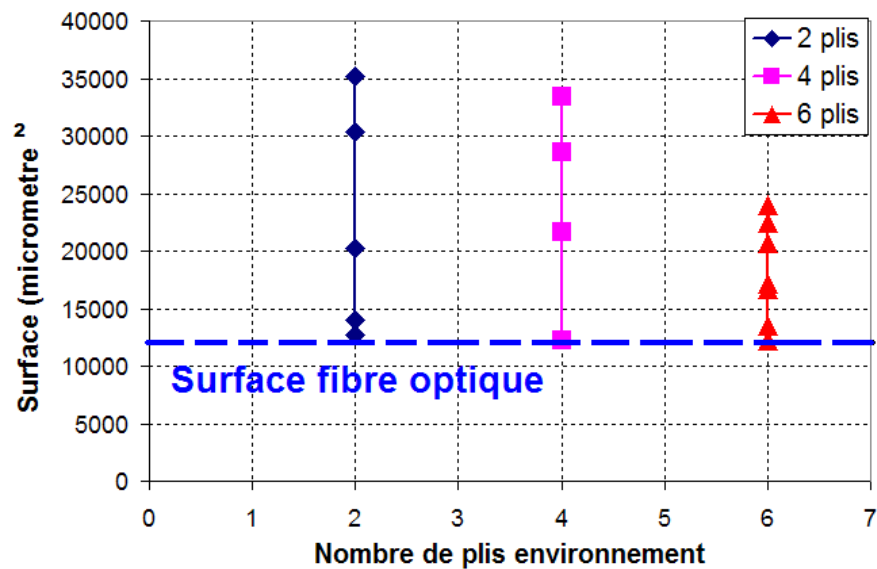


FIG. 3.9 – Défauts en fonction du nombre de plis environnant (cas parallèle)



Soit en rapportant à la section de la fibre optique  $S_{FO}$ , comme définit en (3.2),

$$1,4 \pm 0,37 < \frac{S_{défaut}}{S_{FO}} < 2,02 \pm 0,8 \quad (3.4)$$

Les coefficients obtenus 1,4 et 2 sont donc assez petit par rapport à la surface de la fibre optique, mais ils sont néanmoins non égale à 1 le cas “idéal” en quelque sorte. Dans le cas où la fibre optique est perpendiculaire aux fibres de carbone, la taille moyenne du défaut est jusqu’à 30 fois plus importante que dans le cas précédent (figure 3.10). Dans ce cas, il y augmentation de la moyenne et de la dispersion

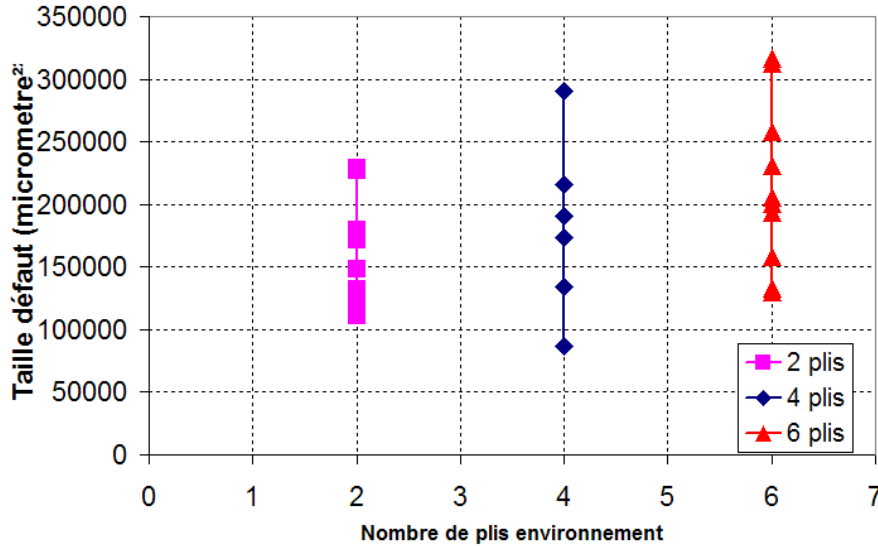


FIG. 3.10 – Défauts en fonction du nombre de plus environnants (cas perpendiculaire)

du défaut avec le nombre de plis environnants. La taille des défauts est bornée par les intervalles suivants,

$$165218 \pm 44921\mu m^2 < S_{défaut} < 214018 \pm 66433\mu m^2 \quad (3.5)$$

Soit, en rapportant à la surface de la fibre optique,

$$13,4 \pm 3,6 < \frac{S_{défaut}}{S_{FO}} < 17,4 \pm 5,4 \quad (3.6)$$

Les ordres de grandeurs sont bien distincts entre les cas où la fibre optique est parallèle ou perpendiculaire aux fibres de renforts. En effet, les défauts sont de l’ordre de 1,7 fois la surface de la fibre optique dans le cas parallèle et de l’ordre de 17 fois la surface de la fibre optique dans le cas transverse. Les moyennes sont reportées figure 3.11 afin de définir deux bornes, l’une inférieure et l’autre supérieure. Ces limites correspondent aux cas extrêmes (fibre optique dans le sens des fibres de carbone et fibre optique dans le sens transverse). Ces limites bornent le cas où l’opérateur ignore l’angle de la fibre optique par rapport aux fibres de carbone. Dans ce cas, la taille du défaut est contenue à la région entre ces deux limites. Il devient donc possible de borner le cas dit mixte par l’inégalité qui suit,

$$17385 \pm 4603\mu m^2 < S_{défaut} < 214018 \pm 66433\mu m^2 \quad (3.7)$$

Soit une relation qui peut être rapportée à la surface de la section de la fibre comme

$$1,42 \pm 0,37 < \frac{S_{défaut}}{S_{FO}} < 17,4 \pm 5,5 \quad (3.8)$$

En conclusion, un nombre de plis important favorise la diminution de défaut si la fibre optique est parallèle aux fibre de carbones. Dans le cas contraire (fibre optique perpendiculaire aux renforts) avoir moins de plis à proximité de la fibre optique est préférable, bien que rédhibitoire.

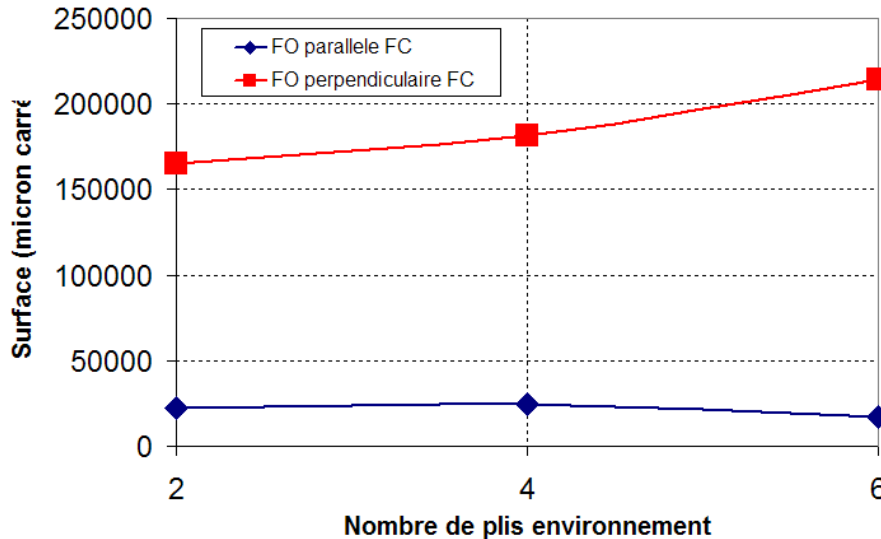


FIG. 3.11 – Défauts (cas mixte)

#### 3.2.3 Influence du sens d’injection de la résine

Dans le cas précédent, les échantillons sont réalisés avec le procédé LRI sans distinction des sens et directions d’injection de la résine par rapport aux directions des fibres optiques et de carbone. En effet, le procédé LRI utilisé ici admet une entrée et une sortie de résine. La direction d’écoulement est imposée par la pression motrice. Ce paragraphe tente de montrer si la direction de l’injection de la résine a une influence sur les poches de résine apparaissant autour de la fibre optique. Deux fibres optiques sont introduites dans la plaque échantillon. Toutes les deux sont parallèles aux fibres de carbone. Les cas se distinguent par rapport à la direction de l’écoulement de la résine. 9 échantillons sont prélevés pour chaque cas. Les surfaces des défauts sont reportées figure 3.12. Les deux nuages de points admettent globalement la même amplitude entre valeurs minimales et maximales. La moyenne des surfaces de défauts est de  $268000 \text{ } (\mu\text{m}^2)$  pour le cas où la direction de résine est parallèle aux fibres et de  $196000 \text{ } (\mu\text{m}^2)$  pour le cas où la direction de résine est transverse. La dispersion pour les deux nuages de points est du même ordre, soit  $12000 \text{ } (\mu\text{m}^2)$  pour le cas parallèle et de  $9000 \text{ } (\mu\text{m}^2)$  pour le cas transverse. Les écarts relatifs sont de l’ordre de 25 % entre les deux cas. De plus, le cas où la fibre optique est perpendiculaire semble admettre moins de points loin du seuil. Malgré ces deux aspects, nous ne pouvons conclure sur une influence notable du sens d’injection de la résine sur les défauts. C’est la raison pour laquelle la section qui suit essayera de justifier de ces variations.

#### 3.2.4 Influence des trames de la nappe de fibre de carbone

Les résultats précédents admettent une évolution particulière des défauts. Nous avons noté que les valeurs des défauts sont soit très faibles, soit très importantes (peu de valeur entre les extrema). L’observation fait apparaître des défauts assez importants lorsque la fibre optique se trouve à proximité de la trame dont nous avons déjà parlé. Nous quantifierons dans la partie qui suit l’évolution des défauts autour de la fibre lorsque l’on se déplace le long de cette dernière. Le tissu employé est tramé (voir figure 3.13). Les trames de couleur apparaissent blanche dans la nappe UD sèche.

La méthode consiste à prélever deux échantillons. Pour le premier, la fibre optique est parallèle au sens d’injection de la résine et pour le second perpendiculaire. Ces échantillons sont enrobés au moyen d’une résine d’enrobage dite à froid. Nous effectuons un polissage progressif (figure 3.14), soit

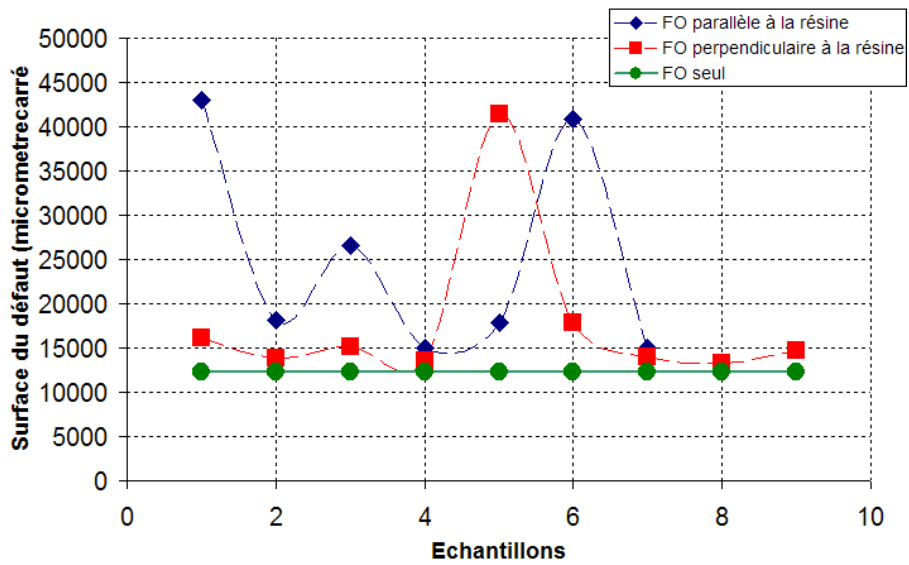


FIG. 3.12 – Influence du sens d'injection de la résine sur les défauts



FIG. 3.13 – Nappes UD de carbone avec trames, (Hexcel G115 D1300)

un enlèvement de matière le long de la fibre optique ( $H_1, H_2, \dots, H_n$ ) afin de voir, après chaque pas de polissage, l'évolution du défaut, comme vu précédemment.

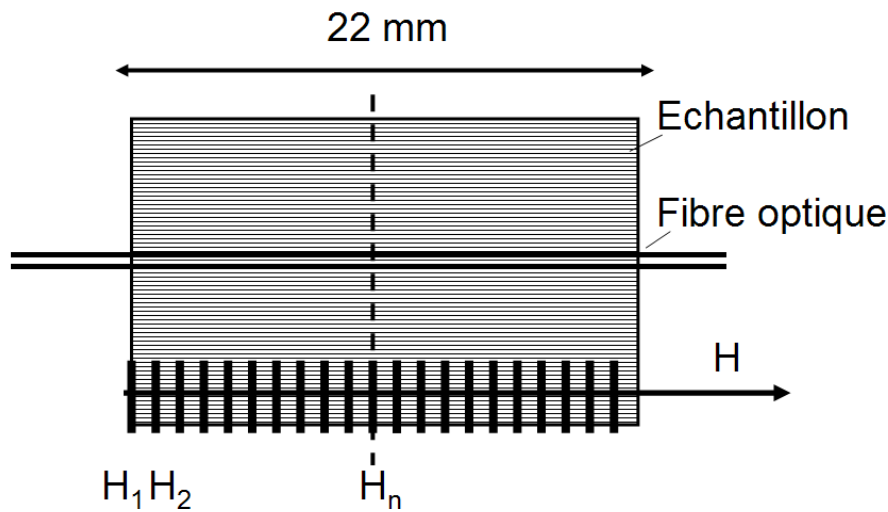


FIG. 3.14 – Méthode d'observation dans la profondeur de l'échantillon le long de la fibre optique

Après chaque étape de polissage, les échantillons sont observés au microscope optique et la surface de défauts est mesurée. La figure 3.15. montre un certain nombre de micrographies relatives aux côtes  $H_n$  explicitées sur le dessin de la figure 3.14. Toutes les observations ne sont pas présentées ici, mais celles-ci rendent compte de l'évolution particulière de l'environnement au fur et à mesure du polissage. On note l'apparition progressive des trames. Les mesures des défauts le long de la fibre optique sont reportées figure 3.16. Il s'agit de la même fibre optique que l'on observe longitudinalement dans la profondeur par enlèvement progressif de matière.

L'épaisseur de l'échantillon est mesurée au pied à coulisse. Initialement, elle est de 20,36 mm et après les phases de polissage, elle n'est plus que de 10,50 mm. Chaque phase de polissage enlève au moins 0,30 mm de matière. Les tailles des défauts en fonction de l'épaisseur des échantillons sont reportées sur la figure 3.16 :

- Symboles carrés  $\square$  : le sens d'injection de la résine est perpendiculaire aux fibres ;
- Symboles triangles  $\triangle$  : le sens d'injection de la résine est parallèle aux fibres.

On observe une évolution cyclique de la taille des défauts. Cette périodicité est bien apparente dans le cas perpendiculaire. Les deux *extrema* sont de mêmes valeurs pour les cas perpendiculaires et parallèles. Le défaut pour cet *extremum* correspond à un cas où la fibre optique est à proximité d'une trame. Lorsque la fibre optique est isolée des trames (voir figure 3.17), il y a un défaut de valeur moindre mais quand même non nul. On retrouve dans la périodicité des défauts, la périodicité de l'architecture du tissu de carbone qui est représenté figure 3.17. Les écarts entre les *extrema* sont de 6,6 mm ou de 3,3 mm. Cette distance de 3,3 mm représente **la distance inter-trame**. La différence entre le cas parallèle et perpendiculaire n'est pas due aux sens d'injection de la résine, mais à la localisation de la fibre optique par rapport à la trame. Dans le cas du premier échantillon, la fibre optique est probablement dans la position 1 de la figure 3.17, et dans le second cas, la fibre optique doit être dans la position 2 de la figure 3.17. Le sens d'injection (parallèle ou perpendiculaire) n'a pas d'influence notable, par contre la position de la fibre optique dans la nappe a un impact évident. La principale raison des poches de résine est donc due à l'intersection avec les fils de trame. Beaucoup de tissus de composites sont composés de fibres de carbone avec trame ou encore avec des fils de

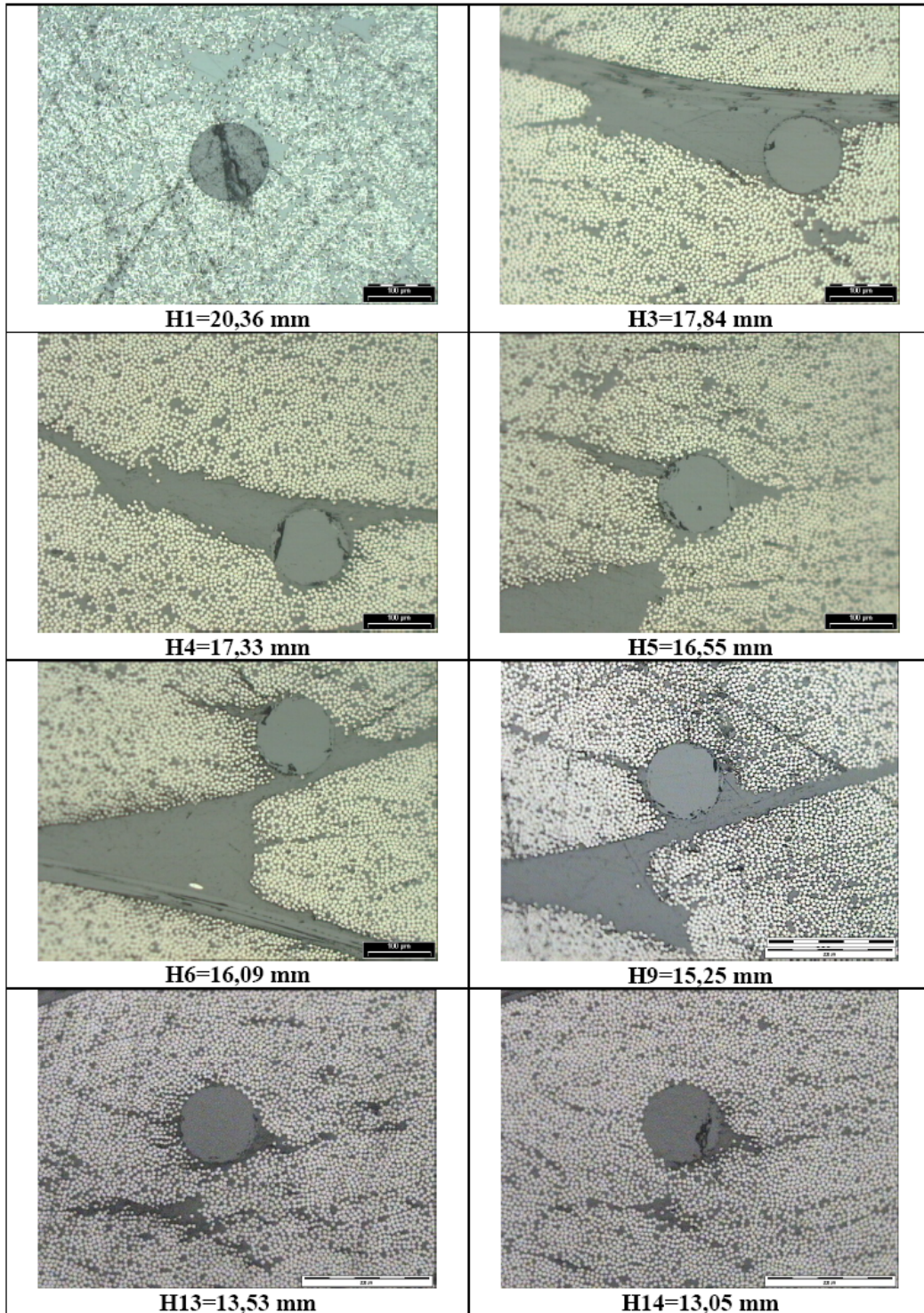


FIG. 3.15 – Observations des défauts le long de la fibre optique (nappe UD tramé LRI)

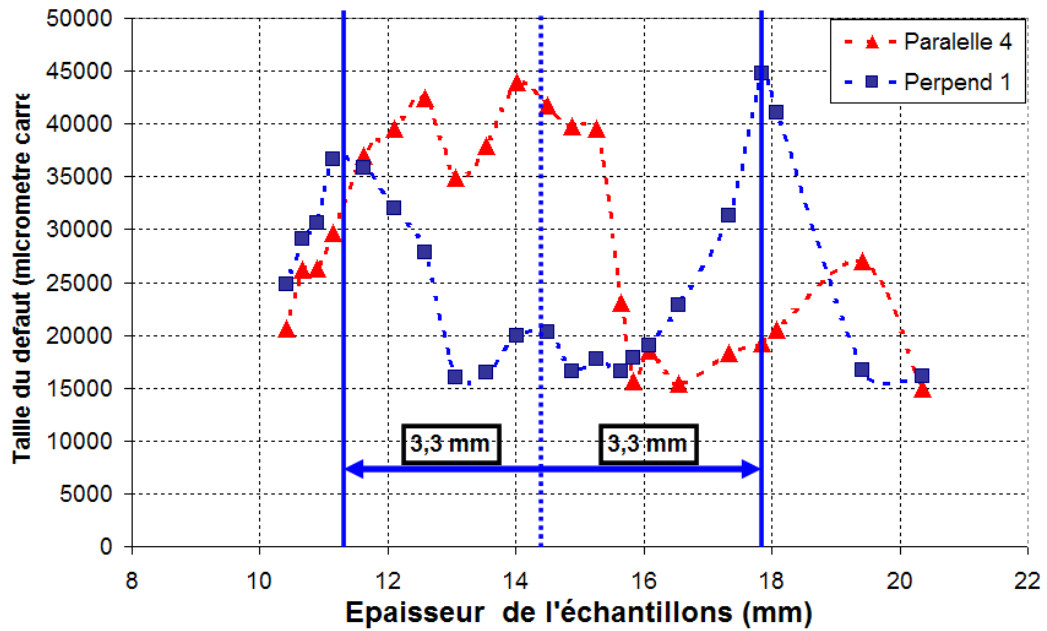


FIG. 3.16 – Évolution des tailles des défauts sur une profondeur progressive de fibre optique

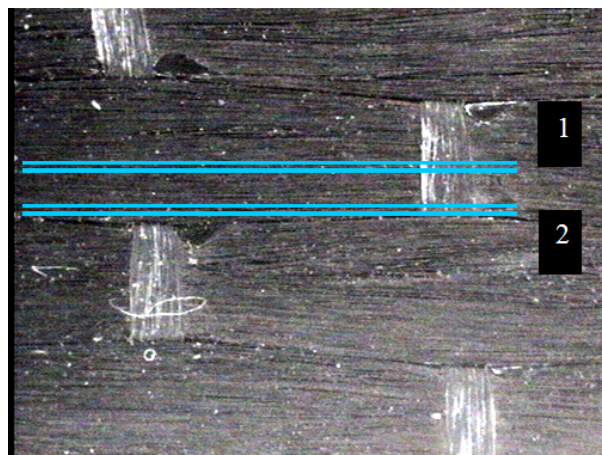


FIG. 3.17 – Tisus UD de carbone avec deux cas possibles de position de fibre optique

couture qui permettent un bon maintien et une manipulation aisée. Comme nous le voyons dans nos observations, il est primordial de caractériser le caractère intrusif de la fibre optique par rapport au type de renforts donné.

Les tissus UD les plus lisses sont les nappes de pré-imprégnés. Dans la section qui suit, nous allons quantifier les défauts associés à ce type de tissu. Le choix de ce matériau est nécessaire pour quantifier le défaut dans le cas où celui-ci est *a priori* minimum.

### 3.3 Cas de nappes UD par voie pré-imprégné

Nous nous intéressons maintenant au cas où la fibre optique est intégrée au sein de pli de pré-imprégné et dont le procédé de fabrication de la plaque est celui de la presse chauffante. L'utilisation de ce type de matériau écarte les défauts liés aux trames ou aux fils. Les fibres optiques sont introduites à mi-épaisseur d'une préforme constituée de 12 plis UD de carbone *Hexply* de la société Hexcel. Elles sont positionnées avec un cadre de positionnement qui a été conçu et usiné à cette occasion (figure 3.18). Ce cadre en *Invar* est inspiré des travaux de [Lee 95] qui avait également positionné des fibres optiques avec ce type de cadre. Il présente des créneaux de différentes hauteurs avec des vis nylon qui permettent de maintenir mécaniquement les fibres des deux côtés. La fibre légèrement tendue dans le cadre est aisément positionnée parallèlement aux fibres de carbone. Après positionnement de chaque pli de pré-imprégné, l'air est chassé au moyen de rouleaux adaptés et le cadre est retiré.

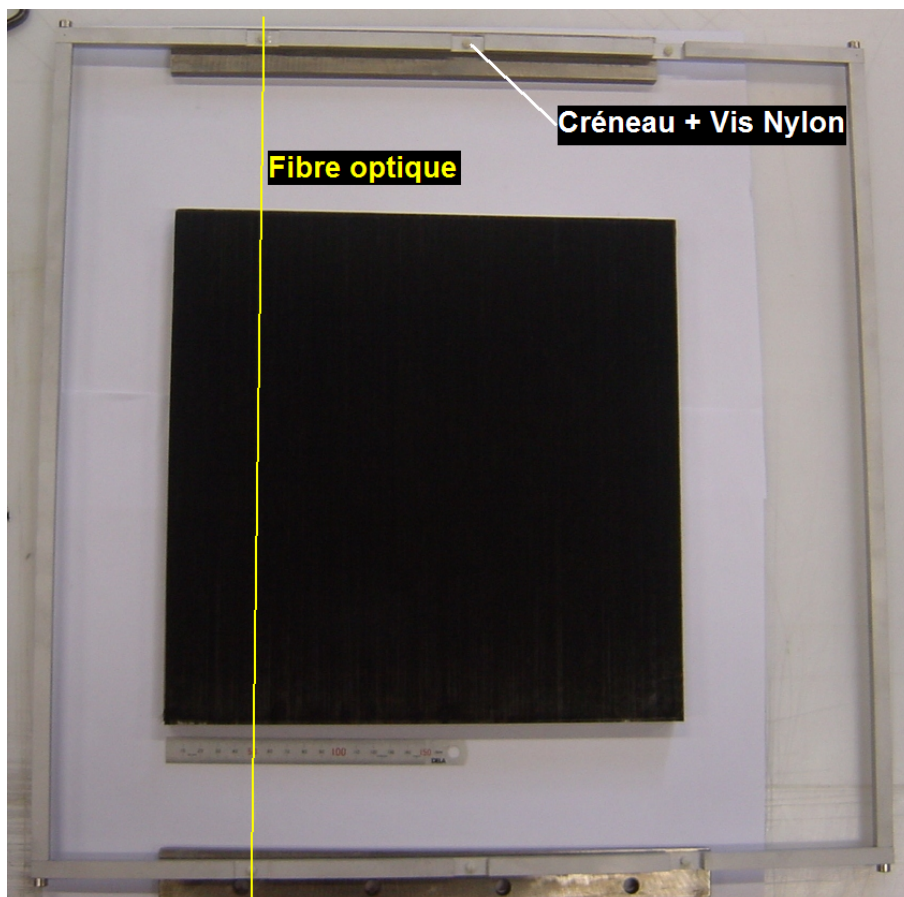


FIG. 3.18 – Cadre de positionnement des fibres optiques

La préforme est placée une nuit dans une étuve à vide à 50°C afin de réduire les porosités. Puis le moule contenant la préforme est disposé sous une presse chauffante à 110°C pendant 1h30 et avec

une pression de 10 bars, ce cycle est prescrit pour le matériau Hexply de la société Hexcel. Après prélèvements des éprouvettes et des échantillons avec la procédure identiques aux échantillons LRI, ces derniers sont observés au microscope optique. Les observations de la section de la fibre optique font apparaître des défauts d'un autre type que ceux rencontrés jusqu'à présent : des porosités (tâches noires) ou des poches de résines. Ces défauts apparaissent sur la majorité des observations malgré les précautions qui ont été prises lors de la pose des fibres optiques. L'origine de ces porosités est due à la superposition de 2 plis consécutifs. Cependant, dans certains cas, ils sont peu perceptibles. La moyenne de la taille des défauts (fibre optique plus poches) est  $20000 \mu\text{m}^2$ , soit 1,6 fois la section de la fibre optique.

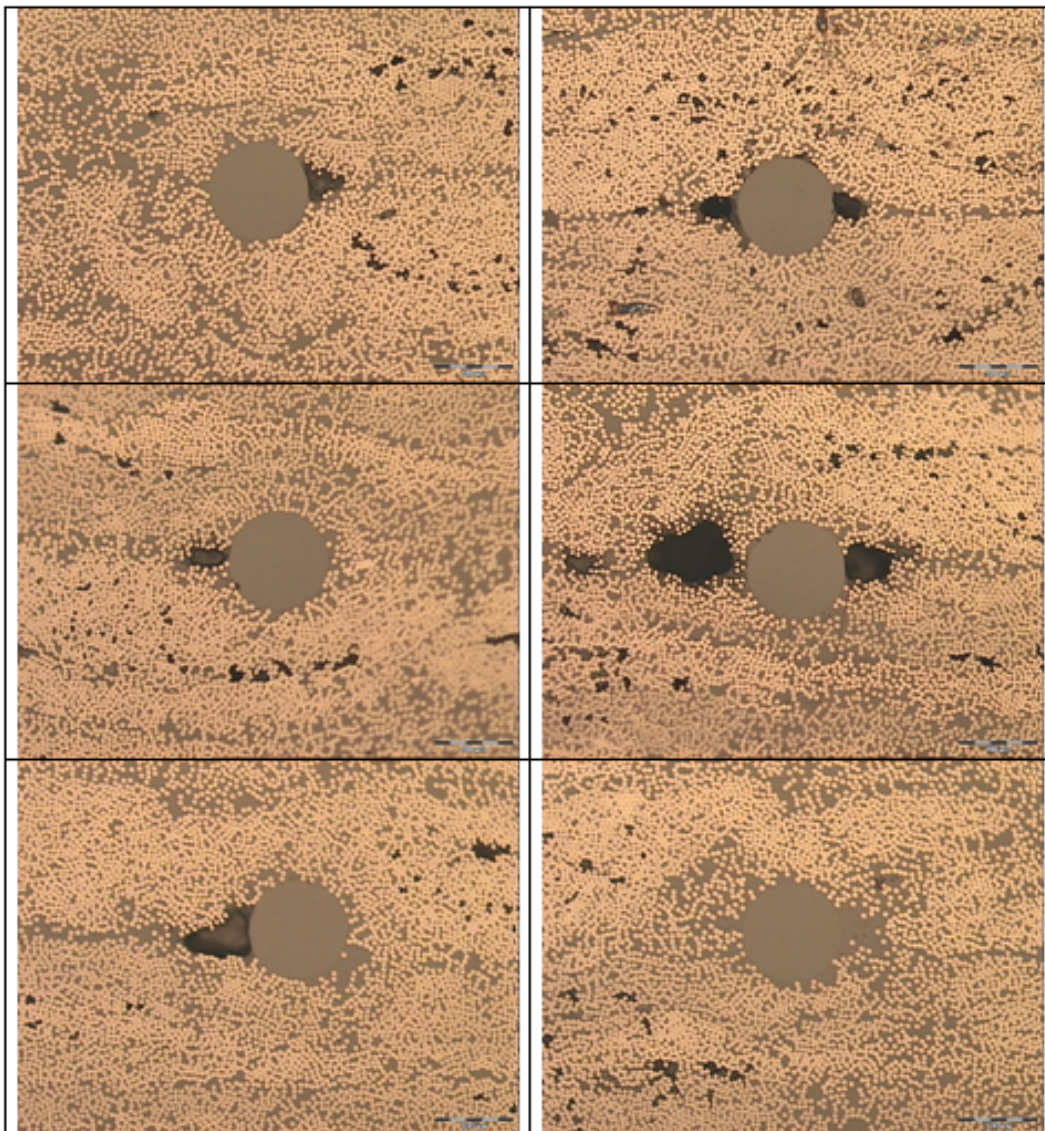


FIG. 3.19 – Fibre optique intégrée dans un composite à base de pré-imprégné UD carbone

### 3.3.1 Influence de l'angle des fibres optiques

Trois fibres optiques sont placées dans une plaque d'UD à base de pré-imprégné de carbone/époxy. Les angles formés entre fibres optiques et fibres de carbone sont de  $0^\circ$ ,  $45^\circ$  et  $90^\circ$ . L'angle à  $45^\circ$  s'obtient assez précisément avec les diagonales de la préforme. Les 3 angles permettent de donner une tendance plus affirmée qu'avec seulement deux angles. Six échantillons sont prélevés pour chaque cas afin d'avoir



une certaine représentativité des résultats. Les observations rendent compte des défauts pour ces 3 angles (voir figure 3.20).

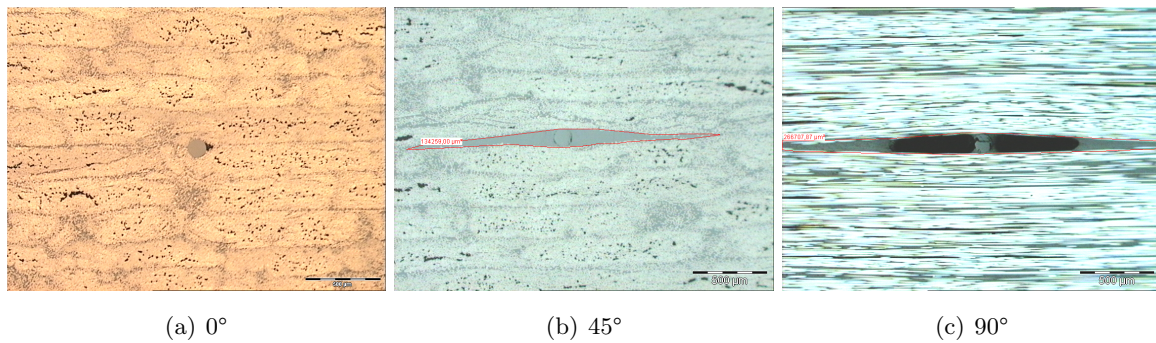


FIG. 3.20 – Observations en fonction de l'angle entre fibre optique et fibres de carbone

Les tailles des défauts sont reportées sur la figure 3.21. Les ordres de grandeurs sont du même ordre que ceux correspondants aux fibres optiques insérées dans le matériau obtenu par le procédé LRI. Les valeurs sont de 1,9 fois la surface de la fibre optique lorsque celle-ci est parallèle aux fibres de carbone et de 30 fois la surface pour le cas perpendiculaire. Le cas à 45° présente des surfaces de défauts comprises entre les deux cas extrêmes. Les tailles des défauts sont linéairement croissantes avec l'angle. Les dispersions sont croissantes avec la taille du défaut. Les écart-types sont de 2679  $\mu m^2$  pour 0°, 8400  $\mu m^2$  pour 45° et 30423  $\mu m^2$  pour 90°.

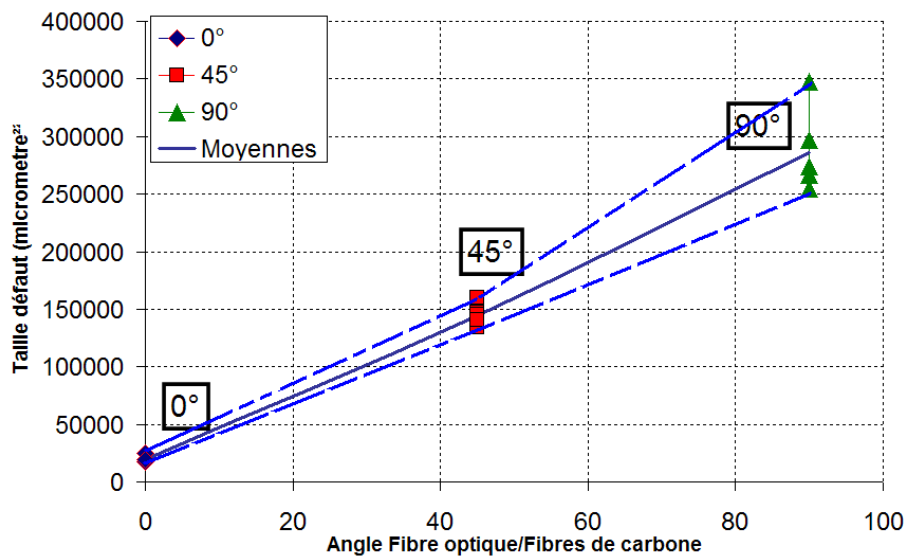


FIG. 3.21 – Tailles des défauts en fonction des angles entre la fibre optiques et les fibres de carbone (pré-imprégnés)

Nous pouvons donner à partir de la figure 3.21 une relation empirique qui traduit la taille des défauts en fonction de l'angle noté  $\theta$  de la fibre optique.

$$S_{défaut}(\mu m^2) = 2959 \times \theta + 16487 \quad (3.9)$$

Ou en rapportant à la surface de la fibre optique comme définit en (3.2) par :

$$\frac{S_{défaut}}{S_{FO}} = 0,241 \times \theta + 1,34 \quad (3.10)$$

**3.3.2 Influence du diamètre de la fibre optique**

Deux cas sont comparés ici : la fibre optique dénudée (diamètre de 125  $\mu m$ ) et avec sa gaine (diamètre 250  $\mu m$ ). Six échantillons par cas sont réalisés. La figure 3.22 montre les clichés d'un défaut pour une fibre à 125  $\mu m$  et une fibre de 250  $\mu m$ . L'introduction de la fibre optique a les mêmes effets pour les deux diamètres. Dans les deux cas, une poche de résine et une porosité de part et d'autre de la fibre sont présents. Les valeurs moyennes des défauts en fonction des diamètres de fibres sont

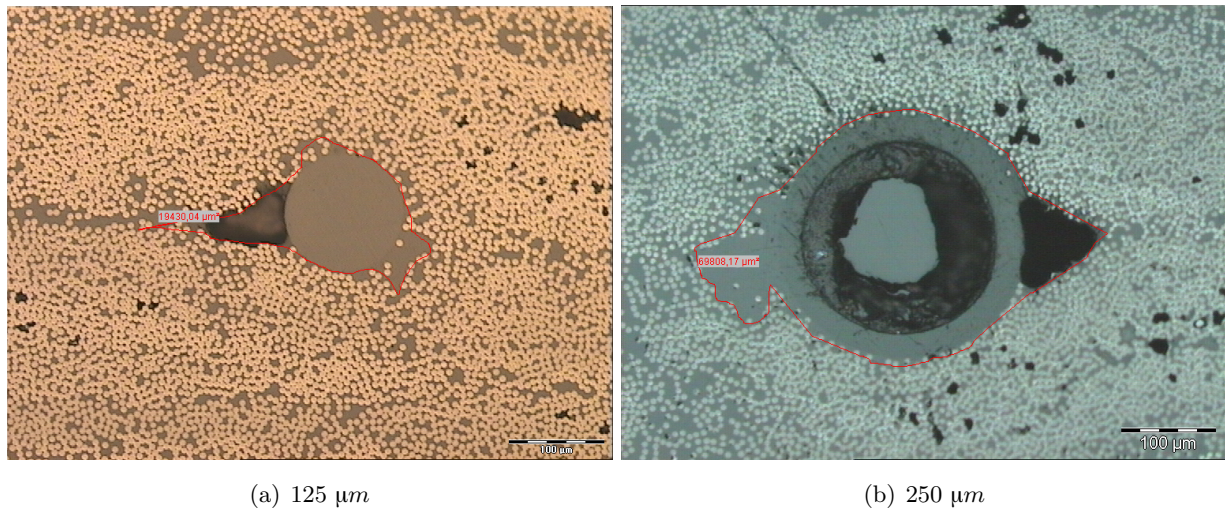


FIG. 3.22 – Défauts induits par l'introduction de fibre de différents diamètres

reportées dans le tableau 3.2. Dans tous les cas, lorsque le diamètre de la fibre optique augmente, la

	0°	0°	90°	90°
<b>Diamètre</b>	<b>125</b>	<b>250</b>	<b>125</b>	<b>250</b>
<b>Surf. défaut moyen</b>	<b>19356</b>	<b>64852</b>	<b>285741</b>	<b>429039</b>
<b>Surface FO</b>	<b>12271</b>	<b>49086</b>	<b>12271</b>	<b>49086</b>
<b>rapport défaut/FO</b>	<b>0,58</b>	<b>0,32</b>	<b>23,28</b>	<b>8,74</b>

TAB. 3.2 – Défaut en fonction du diamètre de la fibre optique

surface moyenne du défaut est plus importante. Par contre, le rapport Surface défaut/surface fibre optique diminue.

D'après ces observations, l'utilisation de fibres optiques de plus petits diamètres que les fibres standards à 125  $\mu m$  est préconisée. Cette solution technique a déjà été réalisée par Takeda et al. [Takeda 05] qui ont employé des fibres optiques de 50  $\mu m$  de diamètre, gaines mécaniques incluses. Les clichés tirés de [Takeda 05] montrent une comparaison entre une fibre optique standard à 125  $\mu m$  et une fibre optique à 50  $\mu m$  (figure 3.24). Nous notons que dans le premier cas figure 3.24.a, la jonction entre la fibre optique et les fibres de carbone fait apparaître une poche de résine à la base de la fibre optique.

**3.4 Conclusion sur l'intrusivité**

Nous avons caractérisé l'intrusivité d'une fibre optique par la taille de la poche de résine et de la taille de la porosité qui apparaît autour de la fibre optique. Nous avons vu que certains paramètres influent sur ces défauts : le nombre de plis, l'angle, le diamètre, le matériau utilisé et le procédé utilisé. Le sens d'injection de la résine n'influe pas façon notable. Les recommandations que nous pouvons faire

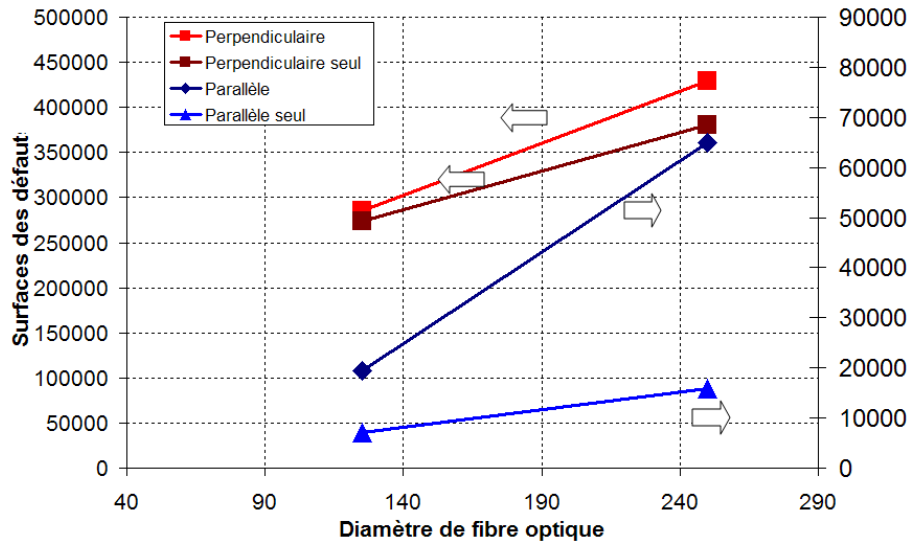


FIG. 3.23 – Défauts d'intrusivité en fonction du diamètre de la fibre optique

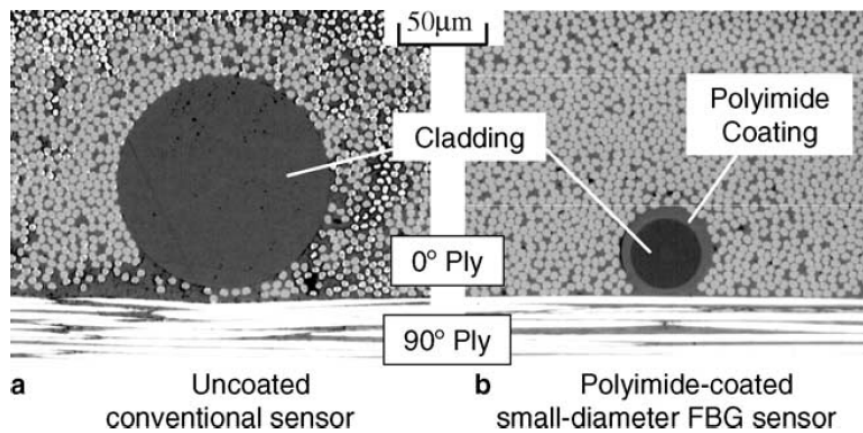


FIG. 3.24 – Observations de fibres optiques de différents diamètres (a) : 125  $\mu m$ , (b) : 50  $\mu m$  [Takeda'05]

sont l'utilisation de fibre optique les plus petites, une caractérisation propre au matériau constituant le renfort, et une aide au positionnement. Un des résultat important est que dans le cas du pré-imprégné, des défauts sont présents de part et d'autre de la fibre optique. La tolérance aux défaut n'est pas abordé ici. Nous ne savons pas à partir de quelle limite nous pouvons dire que la porosité ou la poche de résine a un impact sur le comportement de la structure. Il serait intéressant de savoir si un défaut par exemple de l'ordre de 1,5 fois (ou encore de l'ordre de 20 fois) la section de la fibre optique a un impact sur la structure. La réponse est probablement positive d'après la littérature que nous avons présenté en début de ce chapitre. La diminution de la durée de vie sous chargement cyclique de fatigue trouve probablement son origine dans ces lacunes qui sont des lieux propices de fond de fissuration.

# 4

## Métrologie et optimisation de la mesure

### 4.1 Recensement des sources d'incertitudes

La métrologie associée à la chaîne de mesure du FBG exige un budget des sources d'incertitudes pouvant affecter *a priori* le résultat de mesure. La chaîne de mesurage est constituée de plusieurs étapes (figure 4.1). Nous devons d'abord définir la grandeur physique (T, déformation, pression, humidité...) que l'on cherche à mesurer en plaçant le **capteur FBG dans son environnement** (étape ① figure 4.1). La mesure est indirecte puisque ces grandeurs ne sont accessibles qu'en mesurant la variation de  $\lambda_B$ . Les incertitudes de mesure sont celles sur  $\lambda_B$  et indirectement sur les grandeurs cherchées via l'étalonnage. La première étape, pouvant admettre des sources d'incertitudes, est la **constitution du spectre caractéristique** ( $\lambda$ , Intensité I) propre au FBG au moyen de systèmes d'interrogation choisis (étape ② figure 4.1). Ceux-ci sont relativement variés dans la littérature et admettent des performances variables en termes d'incertitudes sur le spectre constitué. Ensuite, l'information spectrale brute ( $\lambda$ , I) est exploitée en vue d'extraire l'observable  $\lambda_B$  pertinente. Nous mettrons en lumière, dans ce chapitre, que la **méthode d'extraction** affecte le résultat de mesure (étape ③ figure 4.1). Puis, des incertitudes sont liées lors de la **mise en correspondance** entre les observables et les grandeurs finales via les étalonnages du capteur (étape ④ figure 4.1). Dans une dernière partie, nous verrons que la réponse du capteur peut présenter d'autres sources d'incertitudes liées à la nature intrinsèque de celui-ci (non-linéarité, dérive dans le temps). L'objectif de ce chapitre est de définir les incertitudes associées à toutes les étapes et de les quantifier.

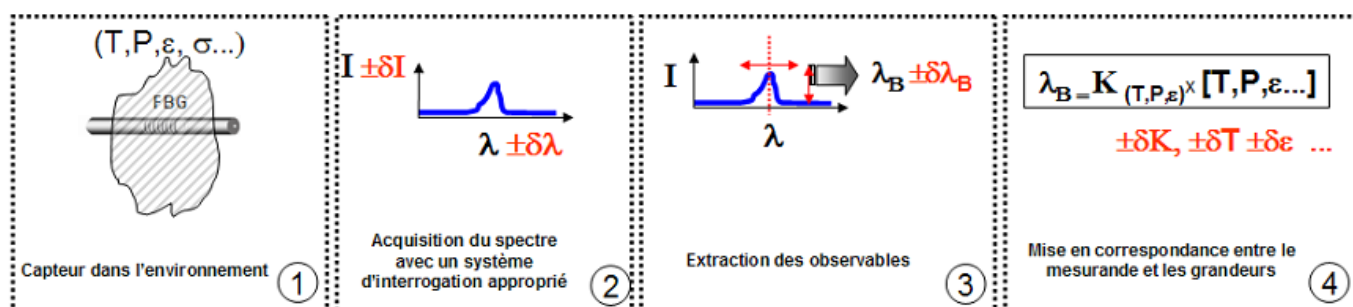


FIG. 4.1 – Chaîne de mesure du capteur FBG

Sur l'ensemble de la chaîne d'acquisition du capteur, on prévoit les sources d'incertitudes suivantes :

1. incertitudes liées au système d'interrogation des FBG
2. incertitudes liées au traitement de l'information spectrale
3. incertitudes liées aux étalonnages

### 4. autres sources d'incertitudes

## 4.2 Systèmes d'interrogation et incertitudes associées

---

Pour constituer le spectre ( $\lambda$ , Intensité  $I$ ), le système d'interrogation doit permettre de balayer la plage des longueurs d'ondes contenant la plage du FBG. Le spectre FBG a une largeur de l'ordre de 2 nanomètres. Le système d'interrogation doit être judicieusement sélectionné en fonction des attentes métrologiques (erreur, rapidité, étendue de mesure et sensibilité à l'environnement) ou techniques visées. Nous allons faire un inventaire des différents systèmes d'interrogation proposés dans la littérature. A la suite de cette revue bibliographique, il sera présenté une méthode simple pour quantifier les incertitudes de mesures associées au système d'interrogation.

### 4.2.1 Etat de l'art sur les différents systèmes d'interrogation de FBG

#### 4.2.1.1 Laser monochromatique accordable

Le premier montage (figure 4.2.a) est basé sur une source laser accordable qui délivre une onde monochromatique. La source Tunics de Photonetics disponible au laboratoire est un appareil de ce type. Il possède une bonne résolution en longueur d'onde : 1 pm de résolution et une plage spectrale de l'ordre de 150 nm, suffisante pour un nombre important de FBG sur la même fibre (une trentaine de FBG, si 5 nm suffisent à un FBG). Grâce à sa bonne résolution spectrale, il est envisageable d'exploiter l'information contenue dans la forme spectrale dans son ensemble plutôt que dans la seule longueur d'onde de Bragg (voir chapitre 6 *Gradients*). La source accordable permet d'obtenir tout le spectre du FBG en injectant une onde monochromatique pas-à-pas sur toute la plage spectrale. La lumière est injectée dans la fibre optique et après passage dans le FBG (en transmission ou en réflexion), une photo-diode (du photo-détecteur RIFOCS par exemple) la réceptionne. Celle-ci convertit la lumière en courant électrique en fonction de son niveau d'intensité. Pour une résolution maximale de 1 pm, la durée d'acquisition est de l'ordre de 1 à 2 minutes pour un spectre de 2 nm, soit une fréquence de  $10^{-2}$  Hz. Ferdinand [Ferdinand 00] indique que des modèles commerciaux à balayage continu ont des fréquences de l'ordre de 0.5 Hz. Ce type de montage est donc prescrit pour les mesures statiques.

#### 4.2.1.2 Pseudo-source accordable avec un interféromètre FP

Il s'agit d'une solution de montage (figure 4.2.b) qui repose sur une source à large bande spectrale. Le spectre large bande est filtré avec une interférométrie accordable "tout fibre" de type Fabry-Pérot ou Mach-Zehnder. En montage tout fibre, il est possible de réaliser un interféromètre en disposant entre deux coupleurs [1 : 2] deux FBG identiques dont l'un est soumis à un module piézoélectrique [Kersey 96]. L'interféromètre de Fabry-Pérot est une cavité d'air entre deux fibres optiques mises bout-à-bout. Le module piézoélectrique permet de faire varier rapidement la largeur de la cavité. Les résolutions en longueur d'onde, pour ces types de système, sont de l'ordre de 3 à 10 pm. L'interféromètre permet de sélectionner une longueur d'onde monochromatique. Cela amène donc au montage précédent. L'intérêt de ce dispositif est que la cadence d'acquisition s'accroît considérablement par rapport au montage précédent : de 10 Hz à quelques kHz. L'interféromètre peut être placé également aussi bien en amont qu'en aval du FBG. Ce système d'interrogation est employé par le CEA-LETI (avec un interféromètre de Fabry-Pérot coté récepteur) et admet des résolutions spectrales annoncées de l'ordre du pm avec une fréquence d'1 kHz. D'après [Kersey 96] aussi, les fréquences peuvent atteindre le kHz.

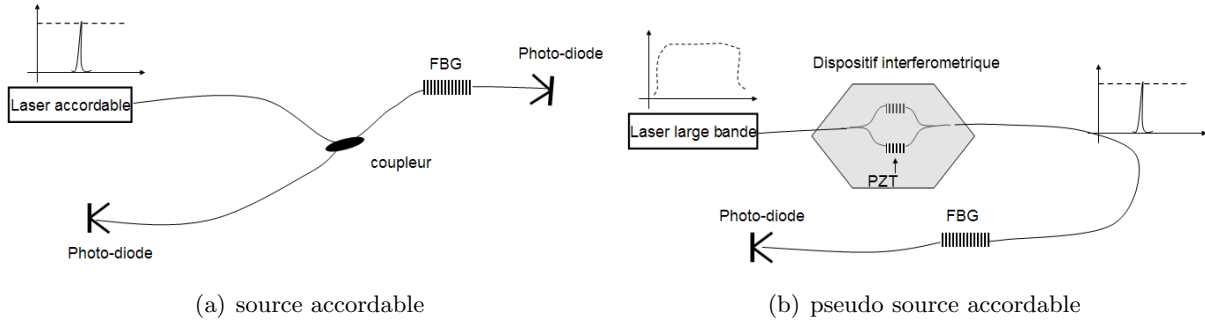


FIG. 4.2 – Montages à sources accordables

4.2.1.3 Analyseur de spectre

L'analyseur de spectre (ou spectroradiomètre) est la solution la plus simple et la plus courante. Une lumière provenant d'une source à bande large est injectée dans le FBG. La lumière est réceptionnée par l'analyseur de spectre qui reconstruit le spectre ( $\lambda, I$ ) correspondant. Ce type d'appareil est constitué d'un réseau diffractant tournant. L'Advantest Q8384 disponible au laboratoire est un exemple de ce type d'appareil. Il admet des résolutions de l'ordre de 20 pm et sa fréquence d'acquisition est de l'ordre du Hz. Notons que des spectroradiomètres peu encombrants et ergonomiques, combinés avec des appareils "de poche", sont proposés par exemple par la société Belge FOS&S.

4.2.1.4 Spectroradiomètre CCD

Un type de spectroradiomètre dit PGP (*Prism Grating Prism*) combiné avec une caméra CCD (*Charge Coupled Device*) permet d'obtenir la signature spectrale du FBG avec une résolution de 4 pm et une gamme de longueurs d'ondes de 73 nm [Othonos 99]. Le montage présenté figure 4.3 repose sur un réseau courbé qui diffracte le faisceau incident vers la caméra CCD. Des images 2D sont obtenues : une dimension correspond aux différentes fibres et une autre aux longueurs d'ondes. Pour un récepteur à une dimension, les pixels sont associés à des longueurs d'ondes et leurs niveaux d'intensité permettent de localiser le pic de Bragg. Les niveaux de gris des images sont extraits par un traitement informatique. La caméra doit être calibrée, au préalable, en intensité et en longueur d'onde. Ezbiri et al. [Ezbiri 97] annoncent des résolutions de l'ordre du pm.

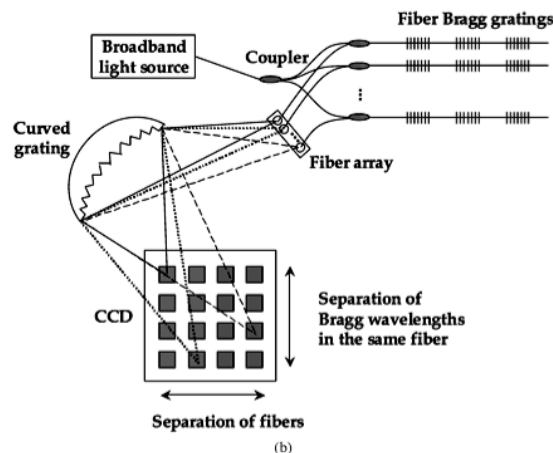


FIG. 4.3 – Montage spectrométrie CCD [Othonos 99]

4.2.1.5 Réflectométrie optique à basse cohérence (OLCR)

Ce système d’interrogation permet d’aboutir à une mesure expérimentale de  $\lambda_B(z)$  du FBG sur toute sa portion de longueur  $z$ . Il est alors possible d’accéder par exemple au gradient de déformation axiale  $\varepsilon(z)$ . Le principe de mesure est donné par [Colpo 06a] figure 4.4.

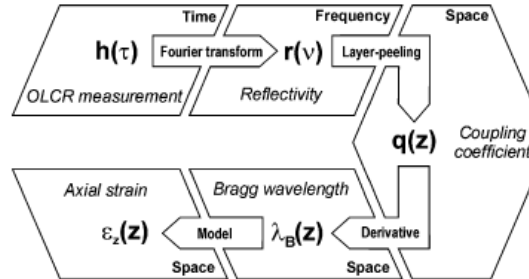


FIG. 4.4 – Principe de mesure de gradient de déformation avec l’OLCR [Colpo 06b]

L’OLCR (*Optical Low Coherence Reflectometry*) dédié aux FBG est développé par l’équipe mené par Botsis à l’EPFL [Giaccari 03]. Ce type d’interrogateur OLCR est disponible dans le commerce (par exemple, le Hewlett-Packard HP 8504B). Le montage, dérivant de l’interférométrie de Michelson, se compose d’un laser qui injecte une onde vers le réflectomètre. D’après Colpo [Colpo 06a], le montage permet de mesurer une réponse temporelle  $h(\tau)$  du signal. Le faisceau est ensuite divisé par un coupleur  $-3dB$  en deux faisceaux qui se propagent dans un bras de référence et de mesure. Le second bras du coupleur contient le FBG. Dans le bras de référence, la lumière est réfléchié par un miroir monté sur une platine de translation. Le FBG est interrogé sur toute sa longueur grâce à la translation du miroir. Puis, le signal réfléchi est filtré et enregistré (la phase et l’amplitude de  $h(\tau)$ ) par un amplificateur à double phases verrouillées inclus dans le système. Après obtention de  $h(\tau)$ ,  $r(\nu)$  est calculé par transformée de Fourier.  $q(z)$  est calculé à partir de  $r(\nu)$  à l’aide d’un algorithme dit de *layer peeling* (littéralement “épluchage de couche”) dont le détail est donné par Skaar et al. [Skaar 01]. Il s’agit du coefficient de couplage complexe  $q(z)$  qui a été introduit au chapitre 2 dans la section concernant la théorie des modes couplés. Enfin, d’après Colpo [Colpo 06a],  $\lambda_B(z)$  est reconstruit au moyen de l’expression faisant intervenir la phase  $\phi(z)$  du coefficient de couplage complexe :

$$\lambda_B(z) = 2n_{eff} \left( 1 + \frac{\Lambda}{2\pi} \frac{d\phi(z)}{dz} \right)^{-1} \quad (4.1)$$

4.2.1.6 Interrogation par un filtre linéaire

Dans ce type de montage présenté figure 4.5, c’est une variation d’intensité qui est mesurée au lieu des  $\lambda_B$  et de leurs variations. Pour rendre possible cette mesure, un faisceau principal est divisé au moyen d’un coupleur [2 : 2] ; une première partie du faisceau est reçue directement par une photo-diode tandis que le second faisceau passe d’abord par un FBG étiré (*Chirped FBG*) avant d’être réceptionné à son tour par une seconde photo-diode. Le CFBG joue le rôle de filtre linéaire. Les rapports et différences entre les intensités des deux bras permettent d’estimer une grandeur proportionnelle aux variations de longueurs d’ondes. Melle et al. [Melle 93] obtiendraient une très grande fréquence d’acquisition, de l’ordre de 13 kHz avec des résolutions en longueur de l’ordre de 10 pm. L’interrogation par filtre linéaire a été utilisée également par Maurin et al. [Maurin 02] pour instrumenter les bogies des trains.



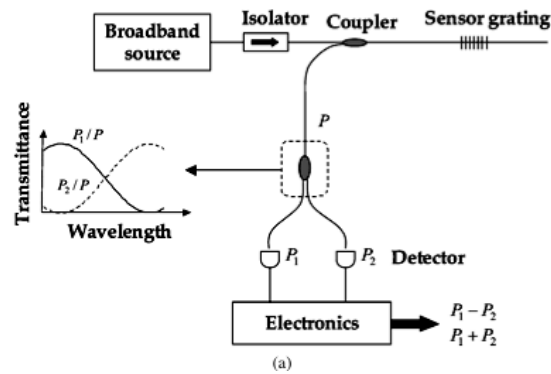


FIG. 4.5 – Montage avec un filtre linéaire [Othonos 99]

#### 4.2.1.7 Interrogation par analyse de transformée de Fourier

Davis et Kersey [Davis 95] ont présenté la spectroscopie par analyse de Fourier dont le schéma est donné figure 4.6. Le principe est le suivant : les FBG sont illuminés par une source large bande, la lumière réfléchie est récupérée par le dispositif interférométrique de type Michelson tout fibre et ensuite analysée par transformée de Fourier. L'interféromètre est modulé par un élément piézoélectrique. Il ressort de l'interféromètre de Michelson la transformée de Fourier des spectres. Dans le cas présent, les spectres correspondants aux transformées de Fourier sont obtenues ce qui n'était pas le cas dans la technique proposée précédemment mettant en jeu un interféromètre (Fabry-Perot) uniquement pour sélectionner les longueurs d'ondes. Cette transformée est ensuite injectée dans l'analyseur de transformée de Fourier qui fournit alors le spectre de réflectivité ( $\lambda, I$ ). La résolution spectrale est de l'ordre de 15 pm. L'avantage, d'après Davis et Kersey [Davis 95], réside dans la capacité à interroger plusieurs FBG avec une horloge du temps synchrone. Dans les autres techniques, il y a un temps entre l'interrogation de deux FBG successifs.

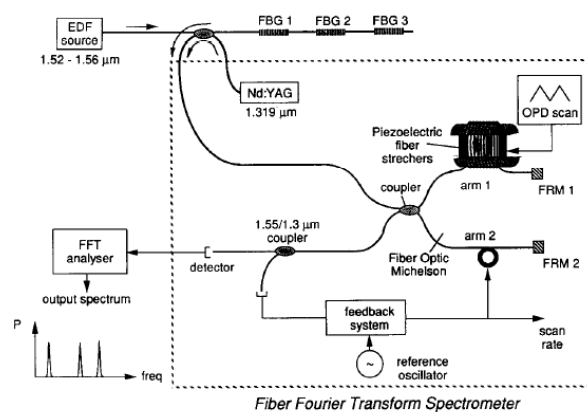


FIG. 4.6 – Montage d'interrogation de FBG par transformée de Fourier [Davis 95]

#### 4.2.1.8 Interrogation acousto-optique

Ce système d'interrogation a été proposé par Xu et al. [Xu 93]. Il s'agit d'une variante des systèmes qui utilisent un interféromètre de Fabry-Pérot. Ici, il n'est pas utilisé de module piézoélectrique. Le FBG est illuminé avec une source large bande. Le signal transmis est injecté dans un filtre acousto-optique (noté AOTF sur la figure 4.7, *Acousto-Optic Tunable Filter*). Celui-ci reçoit un signal carré

de fréquence modulable. Le filtre AOTF (figure 4.7) réalise la soustraction entre le spectre transmis du FBG, et un signal modulé. Un détecteur optique (InGaS) repère le cas où cette différence s'annule. Le pic de Bragg est détecté en cette position. Les auteurs détaillent la modélisation et évaluent les performances de ce système d'interrogation dans un autre article [Xu 96b]. Ils indiquent une résolution à la déformation de  $0.26 \mu\epsilon$ .

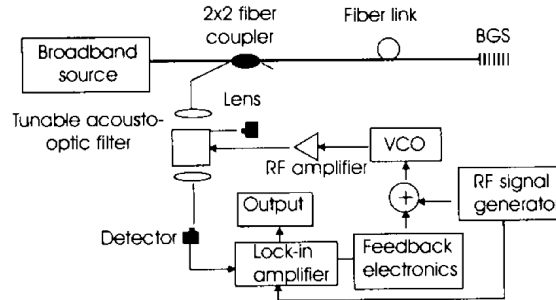


FIG. 4.7 – Montage d'interrogation de FBG par principe acousto-optique [Xu 93]

#### 4.2.1.9 Réflectométrie optique dans le domaine temporel (OTDR)

L'OTDR (*Optical Time-Domain Reflectometer*) n'est pas un système qui permet d'interroger la longueur d'onde du FBG mais il est exploité pour localiser la position des FBG le long de la fibre optique. D'après [Hui 03] l'OTDR est un système couramment employé dans la mesure des longueurs de fibre optique (plusieurs centaines de kilomètres de fibre avec une erreur de l'ordre du mètre). Typiquement, un appareil OTDR employé dans l'étude de Valente et al. [Valente 03] (modèle commercial AGILENT E60003A) contient un laser (sur une largeur de bande de 10-20 nm) combiné à un interféromètre de Fabry-Pérot (JDS Fitel TB 1500 DB) produisant un signal à pulsations. L'OTDR est accompagné d'un récepteur optique capable de mesurer précisément l'intensité de lumière dite de diffusion arrière de Rayleigh<sup>1</sup>. Lorsque la longueur de résonance coïncide avec un des pics du spectre émis, un spectre de réflexion est généré et détecté par le récepteur. Les spectres obtenus permettent de donner les localisations spatiales des FBG le long de la fibre avec une résolution de l'ordre de 0,5 mètre pour les modèles courants et jusqu'à 8 cm pour les modèles à hautes résolutions. Il convient de coupler ce système d'interrogation à une interrogation classique spectrale pour mesurer les  $\lambda_B$ .

#### 4.2.1.10 Laser à fréquence verrouillée

Ce système d'interrogation (*Frequency-Locked Laser*) permet de connaître  $\lambda_B$  en jouant sur la mesure de puissance. Il est basé sur une source laser verrouillée sur une fréquence  $\nu_0$  (la fréquence  $\nu = \frac{c}{\lambda}$ ) qui correspond à la mi-hauteur de la réflectivité maximum. Arie et al. [Arie 99] proposent une formule de la réflectivité autour de la demi-hauteur de type :  $R_f(\nu) = R_0 + G \cdot (\nu - \nu_0)$ . Ils expliquent que si le réseau subit une faible déformation, cela induit une variation de la fréquence  $\Delta\nu_s$ . Ils déterminent expérimentalement que  $\Delta\nu_s/\nu = -0,79\epsilon$ . Cette variation se traduit par une variation de la puissance réfléchie  $R_f(\nu)$ . Cette dernière est proportionnelle à la variation de déformation. Le système est limité par une variation  $\Delta\nu_{max}$  dont la valeur est calculée dans [Arie 99] et correspond approximativement à

<sup>1</sup>La diffusion de Rayleigh est un cas particulier du phénomène de diffusion de Lorenz-Mie qui modélise la diffusion électro-magnétique induite par les particules sur lesquels sont projetées des ondes incidentes. La diffusion Rayleigh correspond à un cas limite où les particules sont plus petites

(seulement) 90  $\mu\epsilon$ , ce qui implique une étendue de mesure étroite. L'intérêt de cette technique réside dans le seuil de détection bas, les auteurs indiquent  $1.2 \cdot 10^{-9} \epsilon/\text{Hz}$ .

### 4.2.1.11 Tableau comparatif des systèmes d'interrogation

Les différents systèmes d'interrogation et leurs principales caractéristiques sont reportés dans le tableau 4.2.1.11.

Systèmes	Résolution	Fréquence	Avantages	Inconvénients	Références
Source accordable	1 pm	0.01 à 0.5 Hz	Résolution	Fréquence	[Kersey 96]
Pseudo accordable	10 pm	0.1 à 10 kHz	Fréquence	Résolution	[Kersey 96]
Spectro. OSA	20 pm	1 Hz	Fréquence	Résolution	[Vacher 04]
Spectro. CCD	4 pm	0.1	Coût	Peu courant	[Ezbiri 97]
OLCR	1 pm	0.1	Mesure de gradient	Coût	[Giaccari 03]
Filtre linéaire	10 pm	10 kHz	Mesure de $\Delta I$	Sensible à I	[Melle 93]
Trans. Fourier	15 pm	-	Multiplexage	complexe	[Davis 95]
Acousto-optique	0.3 pm	1 Hz	Résolution	-	[Xu 93]
Fréq. verrouillé	< pm	1 Hz	Mesure de $\Delta I$	Plage étroite	[Arie 99]
OTDR	8 à 1 m (spatiale)	1 Hz	Positions des FBG	-	[Valente 03]

TAB. 4.1 – Tableau comparatif des systèmes d'interrogation

Des comparatifs sont également proposés par Ferdinand [Ferdinand 00] et par Lee [Lee 03]. Parmi les systèmes d'interrogation, l'analyseur de spectre (OSA) est la solution la plus courante car elle admet un bon compromis résolution/fréquence d'acquisition. La source accordable est une solution qui présente un intérêt dans la mesure où elle permet de produire des spectres avec une bonne résolution. L'OLCR est en voie de s'imposer comme un système d'interrogation FBG incontournable. En effet, elle permet des mesures distribuées des grandeurs le long du capteur mais le montage et l'analyse sont complexes. Enfin, les systèmes avec interférométrie de Fabry-Pérot sont les plus adaptés aux mesures dynamiques nécessitant un grand nombre de capteurs. Les autres techniques sont moins courantes.

## 4.2.2 Incertitudes de mesure

### 4.2.2.1 Vocabulaire métrologique

Nous allons rappeler dans cette section quelques définitions de termes métrologiques. Nous renvoyons le lecteur à deux ouvrages pour compléter ce glossaire : une référence sur les capteur de Georges Asch et al. [Asch 82] et le GUM (*Guide of Uncertainty of Measurement* [GUM 99]) dans lequel le vocabulaire métrologique est normalisé.

La première étape est la définition de l'**observable**. Dans le cas du capteur FBG, l'observable est la longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B$ . Elle correspond à la valeur pour laquelle le spectre en réflexion ou en transmission admet un extremum. Cet observable est utile pour accéder aux grandeurs externes (température, pression, déformation...). L'observable et la grandeur notée  $m$  comme **mesurande** sont liées par la **sensibilité**, notée  $K$  ici, définie par la dérivée partielle de celle-ci par rapport au mesurande :

$$K = \frac{\partial \lambda_B}{\partial m} \quad (4.2)$$

La sensibilité est obtenue en calculant la localement pente de la droite d'**étalonnage** entre l'observable  $\lambda_B$  et le mesurande. Dans le cas le plus souhaitable, celle-ci est constante sur toute la plage (capteur

linéaire). **L'étendue de mesure** du capteur correspond aux valeurs minimales et maximales mesurables du mesurande. Elle caractérise la plage de validité du capteur. Pour un capteur FBG, l'étendue de mesure en température et en déformation dépend des propriétés du matériau de la fibre optique (silice, polymère, saphir...), de la tenue du FBG, des domaines de linéarité des réponses et enfin des gammes de longueurs d'ondes du système d'interrogation.

**L'erreur de mesure** est la somme d'une composante aléatoire et d'une composante systématique. **L'erreur aléatoire** est l'écart d'un mesurage et de la moyenne d'un nombre infini de mesurages du même mesurande, effectuées dans les conditions de répétabilité. **L'erreur systématique** est la moyenne qui résulterait d'un nombre infini de mesurages du même mesurande, effectuées dans les conditions de répétabilité, moins une valeur vraie du mesurande. La composante aléatoire peut se réduire en augmentant le nombre de mesurages. Les composantes systématiques peuvent être réduites en appliquant des corrections.

Le terme **d'incertitude** remplace l'expression **erreur de mesure** [GUM 99]. D'après [GUM 99], dans le cas où est applicable une méthode dite de type A (méthode statistique, la méthode de type B est comparative), c'est un nombre caractérisant la dispersion d'une valeur mesurée autour de sa valeur moyenne. Deux estimateurs sont retenus : la moyenne  $\bar{x}$  et l'écart-type expérimental (*Standard deviation*)  $\sigma(x)$  donnés par l'expression (4.3). L'écart-type expérimental de la moyenne se réduit avec le nombre d'échantillons  $n$ .

$$\sigma(x) = \sqrt{\left(\frac{1}{n} \sum_i^n (x_i - \bar{x})^2\right)} \quad (4.3)$$

Dans le cas du capteur FBG, **l'échantillonnage** peut admettre une double définition : d'une part, il peut être lié aux nombres de spectres (d'échantillons) considérés et d'autre part se définir comme un échantillonnage propre à la discrétisation du spectre : l'échantillonnage spectrale. C'est la seconde définition qui sera la plus utilisée dans ce chapitre.

La **justesse** est l'aptitude d'un instrument à donner des indications qui, en moyenne, correspondent à la valeur vraie ou à la valeur conventionnellement vraie de la grandeur mesurée (valeur qualitative).

La **fidélité** est l'aptitude d'un instrument à donner la même indication pour une même valeur de la grandeur mesurée (valeur qualitative). Un instrument de mesure peut être fidèle sans être juste.

**L'exactitude** est la caractéristique qui combine les deux qualités précédentes (justesse et fidélité). Le terme **précision** est encore très employé pour qualifier cette notion, mais le terme exactitude doit lui être préféré.

Le **seuil de détection** ou **résolution** est défini comme le plus grand changement du stimulus qui ne produit pas de changement détectable dans la réponse de l'instrument de mesure. En pratique, la résolution peut s'évaluer comme le niveau du signal qui sort du bruit de mesure (valeur qualitative).

Une **fréquence d'acquisition exprimée** en Hz est l'inverse du temps de réponse qu'il faut au système d'interrogation pour réaliser une mesure (ici l'acquisition d'un spectre). Pour évaluer la fréquence d'acquisition, il faut mesurer le temps de balayage du spectre. Dans le cas du système d'interrogation [Tunics/Rifocs] utilisé dans ce travail, pour chaque longueur d'onde, un temps d'environ 400 ms est nécessaire pour que le laser émette la valeur consigne. Par exemple, un spectre constitué de 100 valeurs sur une plage de longueur d'onde de 2 nm (soit un pas d'échantillonnage spectral de 20 pm) est obtenu en 40 secondes, la fréquence d'acquisition est donc de 0.025 Hz.

Enfin, une chaîne de mesure présente une **sensibilité à l'environnement** externe, principalement la température. Cette sensibilité se traduit par un bruit indésirable qui s'ajoute au signal. Le bruit thermique est la principale source de bruit des capteurs.

4.2.2.2 Estimation des incertitudes associées au système d'interrogation

Lorsqu'un système admet un bon couple fidélité/justesse, cela traduit qu'une succession de mesurages répétés dans des conditions identiques fournit des résultats de mesure très proches, et que ces valeurs sont proches des valeurs vraies. Si les deux conditions sont réunies, le système de mesure admet une bonne exactitude. Nous allons proposer ici des méthodes génériques pour évaluer l'incertitude de fidélité et l'incertitude de justesse dans le cas du système accordable (Tunics/Rifocs).

**Fidélité du système d'interrogation**

La résolution annoncée par le fournisseur de la source accordable Tunics est de 1 pm et celle du photodétecteur RIFOCS de 1 nW. Nous allons présenter une méthode simple pour quantifier l'incertitude sur la longueur et sur la puissance. Celle-ci est basée sur des mesurages répétés. Pour être dans les conditions de répétabilité, le FBG est placé dans un environnement stable (de l'eau avec de la glace à 0°C). Un nombre important de spectres sont acquis successivement. La figure 4.8 montre les acquisitions successives de 50 spectres sur une plage fixe de 1 nm avec un pas de 10 pm, soient 100 points par spectre.

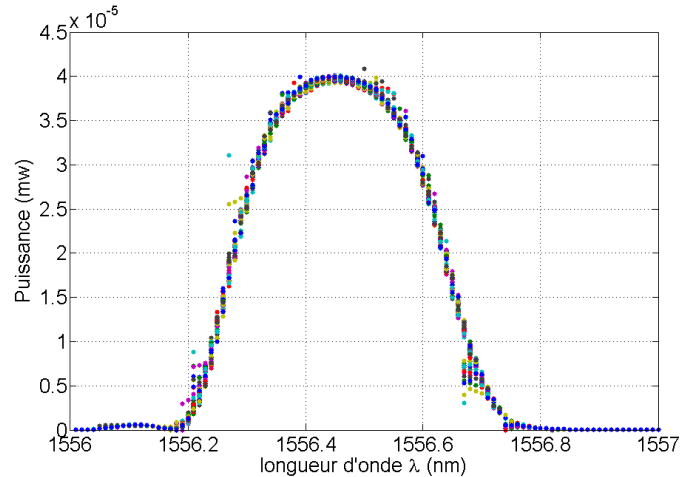


FIG. 4.8 – Acquisition répétée de spectres FBG

Nous allons exploiter le spectre pour retrouver les incertitudes sur la longueur d'onde et sur la puissance. Pour une longueur d'onde donnée, on peut faire correspondre un histogramme de distribution statistique en puissance (figure 4.9).

Si nous reportons les écarts-type de cette distribution en puissance sur l'ensemble du spectre, nous obtenons un graphique (figure 4.10.a) qui représente les incertitudes en puissance. On admettra provisoirement dans cette section que l'incertitude est équivalente à l'écart-type. Nous l'appellerons  $\delta P_{apparent}$ .  $\delta P_{apparent}$  n'est pas constant mais varie avec la dérivée du spectre  $dP/d\lambda$  (figure 4.10.b). Lorsque la dérivée est extrémale,  $\delta P_{apparent}$  est maximum. Lorsque la dérivée est nulle,  $\delta P_{apparent}$  est petit.  $\delta P_{apparent}$  provient uniquement de l'incertitude de l'appareil de mesure de puissance pour une longueur d'onde où la dérivée  $dP/d\lambda$  est nulle. Nous la noterons  $\delta P_{apparent} = \delta P_{reel}$  si  $dP/d\lambda \rightarrow 0$ . Lorsque la dérivée est non nulle,  $\delta P_{apparent}$  provient de la sommation des erreurs de l'appareil de mesure de puissance avec la contribution de l'incertitude en longueur d'onde de la source accordable, soit :

$$\delta P_{apparent} = \delta P_{reel} + \delta P_{(\delta\lambda)} \tag{4.4}$$

Ainsi, la dérivée (notée  $d$ ) du spectre peut être déterminée approximativement de la manière

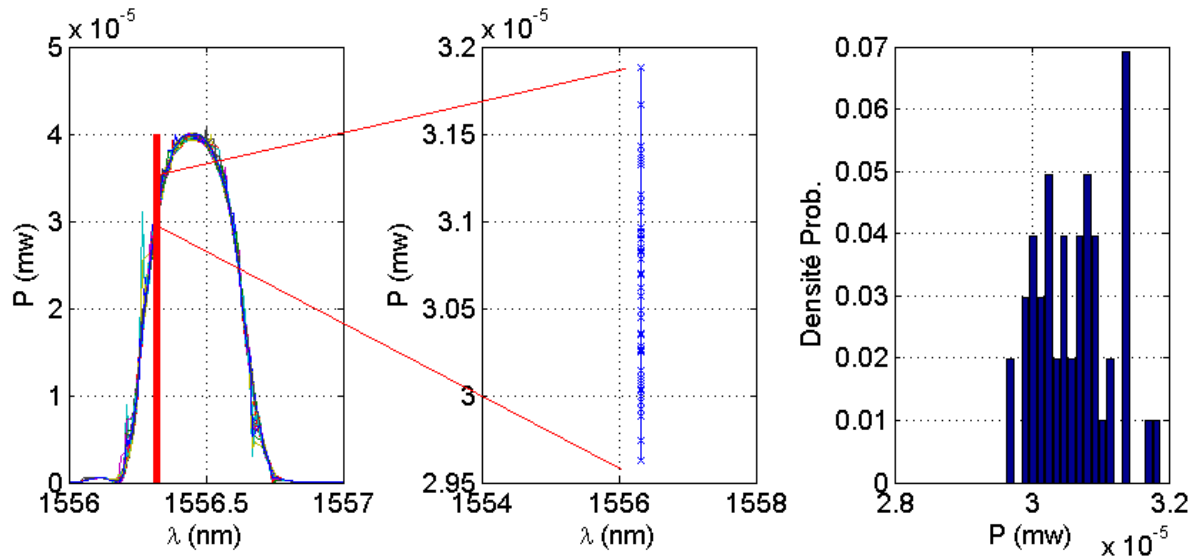


FIG. 4.9 – Distribution pour une longueur d'onde choisie

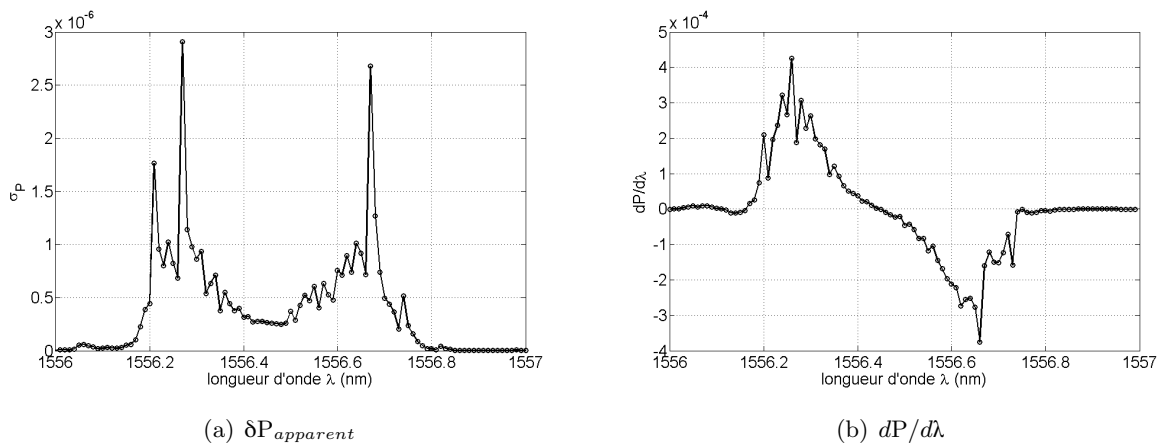


FIG. 4.10 –  $\delta P_{apparent}$  et  $dP/d\lambda$

suivante :

$$d = \left( \frac{dP}{d\lambda} \right) \simeq \left( \frac{\delta P_{\text{apparent}} - \delta P_{\text{reel}}}{\delta\lambda} \right) \quad (4.5)$$

A partir des termes de cette expression, il est possible d'extraire  $\delta\lambda$ ,

$$\delta\lambda = \frac{\delta P_{\text{apparent}} - \delta P_{\text{reel}}}{d} \quad (4.6)$$

L'expression précédente est importante. En effet, elle signifie que le niveau de discrétisation en puissance du spectre a forcément une influence sur l'estimation d'incertitudes en longueur d'onde de la source. Ainsi, si on résume, la procédure consiste à déterminer  $\delta P_{\text{reel}}$  en calculant l'écart-type de la puissance pour une zone où elle est minimum. Dans le cas présenté, on obtient  $\delta P_{\text{reel}} = 1,6823.10^{-9}$  Watt (c'est un minorant de l'incertitude). Puis on calcule pour chaque longueur d'onde du spectre  $\delta\lambda$  au moyen de l'expression 4.6, on obtient la figure 4.11.

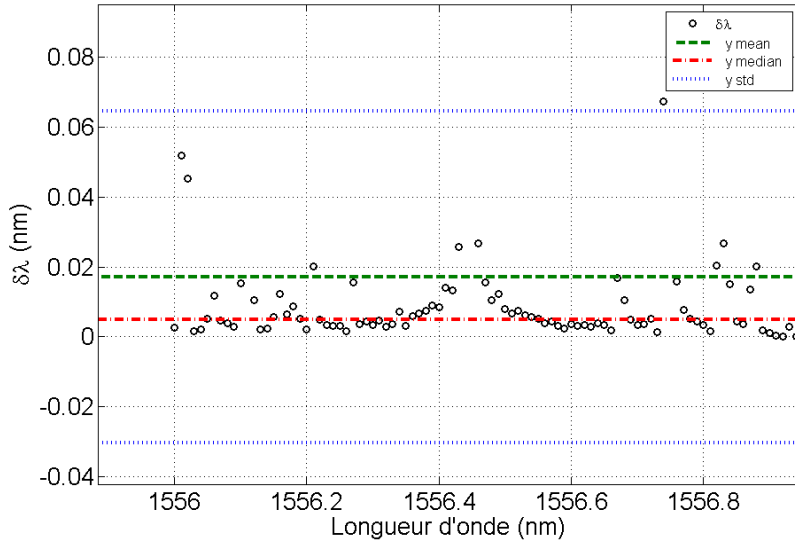


FIG. 4.11 – Erreur en longueur d'onde ( $\delta\lambda$ )

Il est attendu une constante. C'est la raison pour laquelle nous calculons la médiane de  $\delta\lambda$  vue l'allure de la distribution qui vaut ici 4.9 pm. Ce terme est l'erreur de fidélité noté  $\sigma_{\text{fidélité}}$ . Le fournisseur donne 1 pm en résolution (écart minimum entre deux raies monochromatiques), alors que l'incertitude sur la longueur d'onde que nous avons déterminée par cette méthode est plus grande que la résolution annoncée.

### Justesse du système d'interrogation

La valeur de longueur d'onde mesurée par le système d'interrogation peut être différente de la valeur vraie. La source monochromatique envoie une raie pour une consigne donnée. Entre les deux, l'écart caractérise la justesse. Il serait nécessaire d'avoir un système de référence connu plus juste que celui que l'on veut tester. Or nous ne disposons pas de référence plus juste que le Tunic. A défaut de disposer d'un système-étalon pour quantifier la justesse du Tunic, nous allons admettre que le Tunic est un étalon de référence pouvant émettre des raies plus près de la valeur vraie que le spectromètre d'Advantest. Nous allons donc caractériser l'Advantest en se servant du Tunic comme référence. Une longueur d'onde monochromatique est envoyée par le Tunic, pour une consigne donnée pour les longueurs de 1500 à 1640 nm avec un intervalle de 20 nm. On admet que les consignes sont les

valeurs vraies. Du côté du récepteur, le spectre de la raie monochromatique est reconstruit avec le Spectromètre OSA. On reporte les valeurs consignes et les valeurs mesurées dans le tableau 4.2.

$\lambda_{vraie}(nm)$ (Tunics)	$\lambda_{mesure}$ (nm) (OSA Advantest)	écart $\Delta\lambda = \lambda_{vraie} - \lambda_{mesure}(nm)$
1500.000	1499.9386	0.0614
1520.000	1520.0496	-0.0496
1540.000	1540.0111	-0.0111
1560.000	1560.0418	-0.0418
1580.000	1580.0546	-0.0546
1600.000	1600.0179	-0.0179
1620.000	1620.0538	-0.0538
1640.000	1639.9364	0.0636

TAB. 4.2 – Justesse : écarts entre raies spectrales des systèmes d’interrogations Advantest et Tunics

Pour tenter de quantifier la justesse du spectromètre, on évalue la moyenne quadratique entre les valeurs mesurées et les valeurs de consignes, soit  $\Delta\lambda = \lambda_{vraie} - \lambda_{mesure}$ . La moyenne quadratique des écarts (RMS =  $\sqrt{\frac{1}{n} \sum \Delta\lambda^2}$ ) que l’on notera  $\sigma_{justesse}$  vaut 47.8 pm. L’écart entre les consignes de la source accordable et les valeurs mesurées est considérable.

### 4.3 Traitement de l’information et incertitudes associées

Cette deuxième partie aborde l’extraction des informations depuis le spectre. En effet, un traitement numérique du signal est nécessaire pour mesurer la longueur d’onde de Bragg qui est l’observable du capteur. Ce traitement admet en soit une efficacité variable en fonction de la méthode choisie. De plus, il peut être sensible aux conditions d’acquisition du spectre (échantillonnage, fenêtre...). Dans la thèse de [Vacher 04] la méthode proposée est l’ajustement des spectres sur une fonction gaussienne. Nous proposerons ici d’autres modèles.

#### 4.3.1 Signaux et spectres caractéristiques

Le spectre caractéristique du FBG est obtenu par la mesure de l’intensité lumineuse en balayant une plage de longueurs d’ondes. Généralement, l’abscisse est la longueur d’onde et l’ordonnée la puissance lumineuse en Watt (figure 4.12.a) Parfois la longueur d’onde  $\lambda$  est remplacée par la fréquence correspondante  $\nu = c/\lambda$  avec  $c$  la célérité de la lumière, et  $\nu$  la fréquence. La (réduction de) puissance peut aussi être exprimée en décibel (dB). Le dB exprime une réduction de signal par un rapport entre le signal de sortie sur le signal d’entrée de référence.  $P(dB) = 10 \log_{10} \frac{P_{sortie}(W)}{P_{référence}(W)}$ . Cette échelle est utile lorsque l’on veut voir ce qui se passe dans une large gamme de valeurs en puissance (figure 4.12.b). Pour comparer des spectres de FBG de longueurs d’ondes de Bragg différentes, il est possible de les normaliser. Il faut diviser l’échelle des longueurs d’ondes par  $\lambda_B$  (figure 4.12.c).

#### 4.3.2 Méthodes d’extraction de la longueur d’onde de Bragg

##### 4.3.2.1 Introduction : limites de la méthode du maximum

A la différence des spectres théoriques qui seraient continus, les spectres acquis par la mesure ont des longueurs d’ondes discrètes, typiquement avec 1 à 100 pm de pas de résolution. Lorsque nous prenons la valeur  $\lambda_1$  correspondant au maximum d’un spectre mesuré discret, nous faisons une erreur



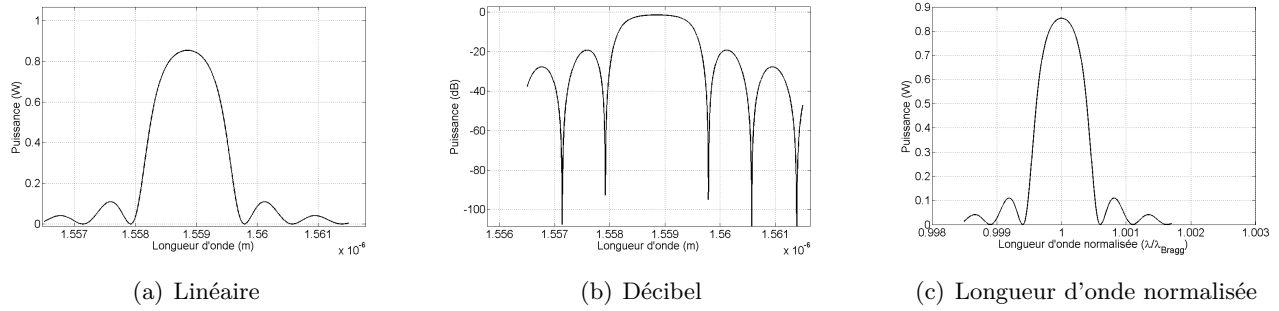


FIG. 4.12 – Différentes représentation et échelles des spectres

par rapport à la valeur vraie  $\lambda_2$  du spectre théorique (Figure 4.13). L'idéal serait d'obtenir un spectre avec un très petit pas de résolution numérique en un temps très réduit. Mais, dans le cas pratique, les systèmes d'interrogation, comme par exemple [Tunics/Rifocs], ont un compromis temps/résolution. Ceci peut notamment conduire à des temps d'acquisition trop long pour une résolution optimum.

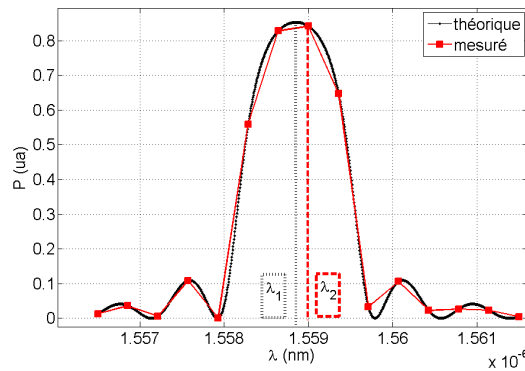


FIG. 4.13 –  $\lambda_B$  vraie et  $\lambda_{Maximum}$

La façon la plus intuitive d'extraire  $\lambda_B$  est de chercher la valeur maximum au moyen d'un simple algorithme qui retient la plus grande valeur  $\lambda_{Max}$  des enregistrements. Cette méthode est directement liée au pas d'échantillonnage du spectre. En effet, plus l'échantillonnage est fin, plus la valeur  $\lambda_{Max}$  est proche de  $\lambda_B$  réel.

Dans cette section, on décrit les différentes méthodes de recherche de  $\lambda_B$ . Les deux premières méthodes sont des algorithmes sans ajustement, Nous venons de voir la première qui est la recherche de la plus grande valeur des enregistrements. Nous expliquerons dans ce qui suit, la méthode basée sur le calcul du barycentre du spectre. Ensuite, nous proposerons des ajustements sur des modèles de fonctions mathématiques paramétrées basées sur des fonctions polynomiales d'ordre 2 ou 3, sur une fonction sinus cardinal, sur une fonction Gaussienne, sur une fonction Lorentzienne et enfin sur le modèle analytique découlant de la théorie de propagation dans les FBG.

#### 4.3.2.2 Méthodes de recherche de $\lambda_B$

Dans la section qui précède, nous avons présenté la méthode du maximum. Nous présentons maintenant les autres méthodes.

4.3.2.2.1 Méthode du barycentre

La méthode consiste à pondérer chaque point en abscisse  $OX_i$  de longueur d'onde par son poids, la puissance  $P_i$ . Ainsi, la position  $OX_B$  du barycentre donnée par l'équation (4.7) est une estimation de la valeur de  $\lambda_B$ . La méthode est sensible à l'asymétrie du spectre ainsi qu'aux lobes latéraux. Elle est simple à programmer et, *a priori*, peu coûteuse en temps de calculs.

$$\overrightarrow{OX_B} = \frac{\sum_i^n P_i \cdot \overrightarrow{OX_i}}{\sum_i^n P_i} \tag{4.7}$$

4.3.2.2.2 Procédure d'ajustement entre un modèle/données expérimentales

L'objectif des ajustements sur les modèles est d'atteindre une valeur à partir d'un spectre expérimental avec le moins d'erreurs possibles sur  $\lambda_B$ . Par ajustement, on entend une interpolation, minimisation au sens des moindres carrés entre la courbe expérimentale et la courbe modèle avec des paramètres ajustables.

Le modèle mathématique est ajusté sur le spectre expérimental qui dépend d'un jeu de paramètres à estimer. Le spectre expérimental  $\chi^{exp}(\lambda)$  est décrit par les valeurs discrètes  $\lambda_i, I_i$

$$\chi^{exp} = F(\lambda_i, I_i) \tag{4.8}$$

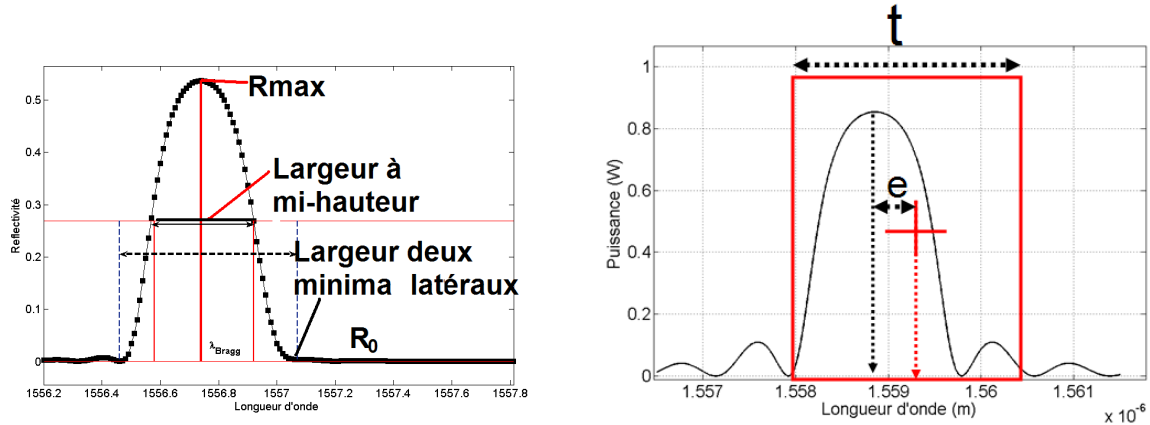
Le spectre du modèle  $\chi^{mod}(\lambda)$  est décrit par une fonction d'un jeu de paramètres  $P : (p_1 \dots p_n)$

$$\chi^{mod} = F(p_1 \dots p_n) \tag{4.9}$$

La procédure d'optimisation permet d'ajuster au mieux ces paramètres pour que la fonction objectif, qui quantifie les différences quadratiques entre les valeurs du modèle et celles de l'expérience, soit minimisée.

$$\min f(\lambda) = \|\chi^{exp} - \chi^{mod}\|^2 \tag{4.10}$$

La minimisation est effectuée avec un algorithme d'optimisation non-linéaire au sens des moindres carrés proposés par le logiciel *Matlab*. La méthode de convergence choisie est celle de Levenberg-Marquardt [Mor 77]. Cette méthode réputé robuste, nécessite une estimée initiale du jeu de paramètres  $(p_{01} \dots p_{0n})$ . Ceux-ci ne doivent pas être trop éloignés de la vraie solution. Les principales caractéristiques qui dimensionnent le spectre, indiquées figure 4.14.a, sont extraites au moyen d'algorithmes simples. Celles-ci sont la hauteur maximale du pic  $R_{max}$ , la largeur à mi-hauteur, la longueur d'onde correspondant à la valeur maximum et la valeur du signal de fond  $R_0$ . Une autre largeur est utile pour le modèle théorique, il s'agit de la distance entre les deux premiers minima latéraux du spectre [Erdogan 97]. Les critères d'arrêt de la procédure d'optimisation sont le nombre d'itérations maximum et un seuil de tolérance en-deçà duquel on estime que le résidu est suffisamment petit.



(a) Estimation des paramètres initiaux dimensionnant le spectre

(b) Paramètre de la fenêtre d'acquisition

FIG. 4.14 – Paramètres de dimensionnement du spectre et de la fenêtre d'acquisition

#### 4.3.2.2.3 Modélisation par une fonction Gaussienne

La fonction est une pseudo-gaussienne paramétrée :

$$G(\lambda) = I_0 + I.e^{-\frac{(\lambda-\lambda_B)^2}{W^2/2}} \quad (4.11)$$

avec  $I_0$  le signal de fond,  $I$  l'amplitude du pic de Bragg,  $\lambda_B$  la position et  $W$  la largeur à mi-hauteur. Ces quatre paramètres sont à ajuster pour représenter au mieux le spectre mesuré. Vacher [Vacher 04] a utilisé cette fonction pour extraire les  $\lambda_B$  au moyen d'un ajustement basé sur une minimisation par la méthode de Levenberg-Marquardt. La fonction paramétrée convient aux FBG présentant un spectre symétrique et apodisé car la fonction gaussienne ne prend pas en compte les lobes latéraux (voir figure 4.15.d).

#### 4.3.2.2.4 Modélisation par une fonction sinus cardinal paramétrée

Nous proposons un modèle d'ajustement basé sur une fonction sinus cardinal, une fonction est couramment rencontrée dans le domaine du traitement du signal, qui s'écrit :

$$S(\lambda) = a + b.\text{sinc}\left(\frac{\lambda - \lambda_B}{d}\right)^2 \quad (4.12)$$

Les paramètres  $a$ ,  $b$  et  $d$  permettent d'ajuster le seuil ( $a$ ), la hauteur ( $b$ ), la largeur du pic ( $d$ ) et la position de la longueur d'onde  $\lambda_B$ . L'expression est au carré car la mesure ne présente pas de valeur négative. Cette fonction prend en compte les lobes latéraux des spectres expérimentaux (voir figure 4.15.c).

#### 4.3.2.2.5 Modélisation par une fonction Lorentzienne

$$L(\lambda) = a + b \left( 1 + \frac{d}{[2.(\lambda - \lambda_B)]^2} \right) \quad (4.13)$$

De la même façon, un jeu de paramètres permet d'ajuster la forme du spectre. La somme de  $a$  et  $b$  est proportionnelle au seuil du signal. Le produit  $b$  par  $d$  est proportionnel à la largeur du pic. Et  $\lambda_B$  est la localisation de la position du pic de Bragg. La fonction Lorentzienne est parfois appelée

*fonction instrumentale*. Elle est exploitée pour l'extraction de valeurs dans le domaine des rayons X. La fonction ne prend pas en compte les lobes et convient aux spectres symétriques (voir figure 4.15.b).

#### 4.3.2.2.6 Modélisation par une fonction polynomiale

L'idée de cet ajustement est de limiter le spectre mesuré à sa partie centrale en parabole. Ensuite, ce tronçon est ajusté sur un polynôme du second degré (voir figure 4.15.a).

$$P(\lambda) = P_1\lambda^2 + P_2\lambda + P_3 \quad (4.14)$$

On peut exprimer également la parabole en faisant apparaître la position  $\lambda_B$ , un paramètre  $a$  pour ajuster la position en ordonnée et  $b$  pour ajuster la largeur de la parabole :

$$P(\lambda) = a + b(\lambda - \lambda_B)^2 \quad (4.15)$$

En identifiant terme-à-terme :  $a = P_3$ ,  $b = P_1$  et  $\lambda_B = \frac{P_2}{-2P_1}$ . Dans le cas de l'ajustement par le polynôme d'ordre 3, nous déterminons d'abord le jeu de paramètres du polynôme d'ordre 3 et ensuite nous évaluons les racines de la dérivée de cette fonction.

#### 4.3.2.2.7 Modélisation par le modèle issu de la théorie des modes couplés

Plutôt que d'ajuster le spectre sur des modèles purement mathématiques, cet ajustement s'appuie sur le modèle théorique du FBG uniforme issu du calcul de propagation de la lumière (théorie des modes couplés). Ici, on rappelle la formule analytique du spectre de réflexion  $R(\lambda)$  qui a été présentée en (2.26) que l'on rappelle ici :

$$R(L, \lambda) = \frac{q^2 \sinh^2(\gamma L)}{\gamma^2 \cosh^2(\gamma L) + \delta^2 \sinh^2(\gamma L)} \quad (4.16)$$

Cette expression admet des termes  $q$ ,  $\gamma$  et  $\delta$  qui s'expriment en fonction de  $\delta n_{eff}$  (l'amplitude de modulation d'indice) et  $\lambda_B$ . Les paramètres d'ajustement sont  $\delta n_{eff}$ ,  $\lambda_B$  et  $L$ .

La procédure d'ajustement par cette fonction est plus délicate que pour les précédentes. Il est nécessaire de calculer une estimation des paramètres d'ajustement  $\delta n_{eff}$ ,  $\lambda_B$  et  $L$  en extrayant au préalable les caractéristiques courantes du spectre. Par contre, c'est la fonction qui s'ajuste le plus intimement avec le spectre expérimental dans le cas d'un FBG uniforme (voir figure 4.15.e)

#### 4.3.2.3 Résultat : illustration par un exemple

Nous allons illustrer ici l'intérêt des ajustements par un cas pratique. Le FBG est supposé stable et une succession de spectres est acquise dans des conditions identiques dites de répétabilité. Le pas d'échantillonnage du spectre est de 20 pm. Pour chaque spectre expérimental, nous déterminons la valeur  $\lambda_{max}$  qui correspond au maximum de la puissance réfléchi au moyen d'un algorithme simple. D'autre part, nous calculons les  $\lambda_{ajustés}$  ajustées sur le modèle gaussien et nous reportons l'ensemble des valeurs extraites sur le graphique figure 4.16. La figure 4.16 rend compte de deux dispersions de valeurs.

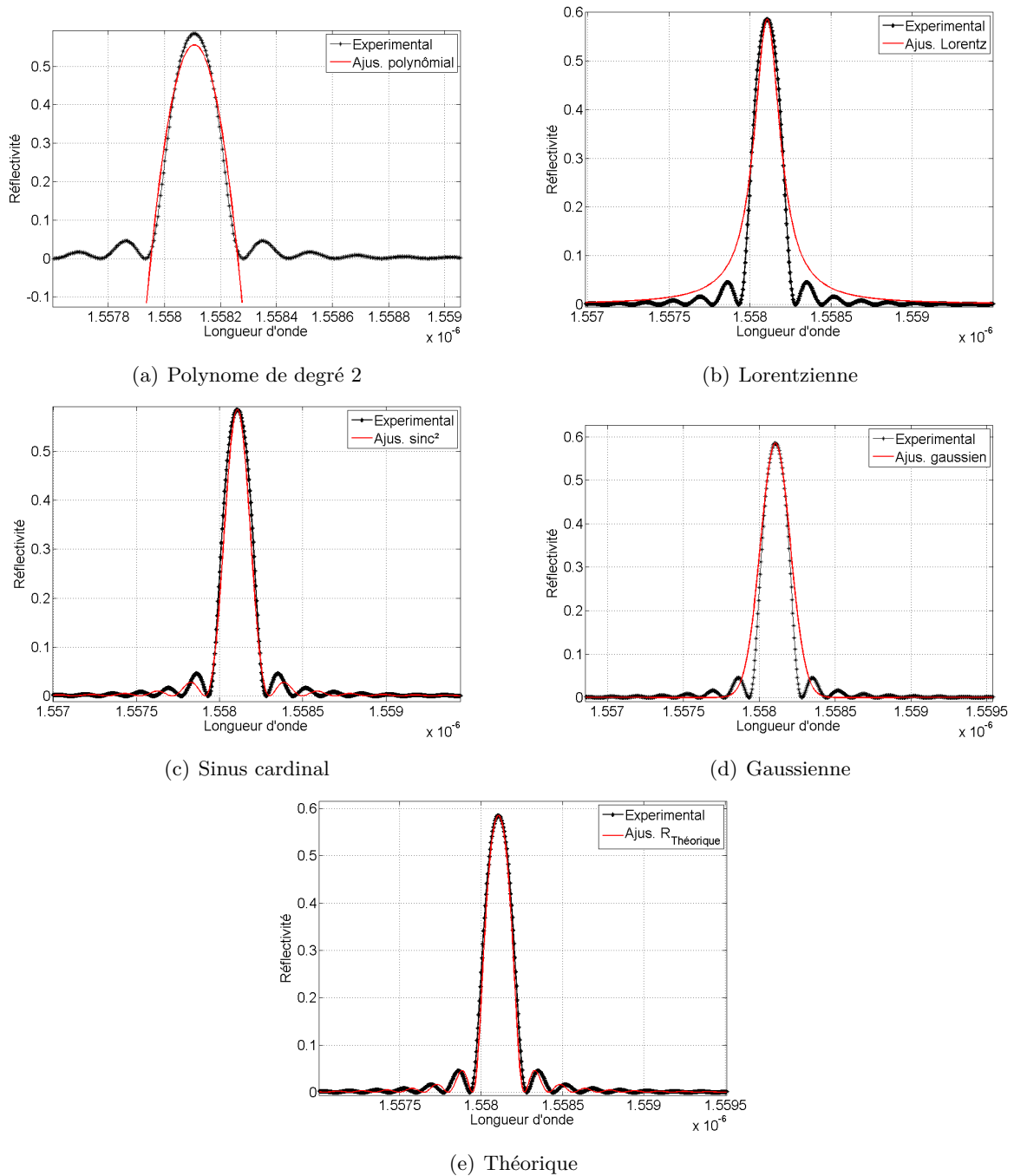


FIG. 4.15 – Méthodes de recherche de  $\lambda_B$  par ajustement sur des modèles de fonction

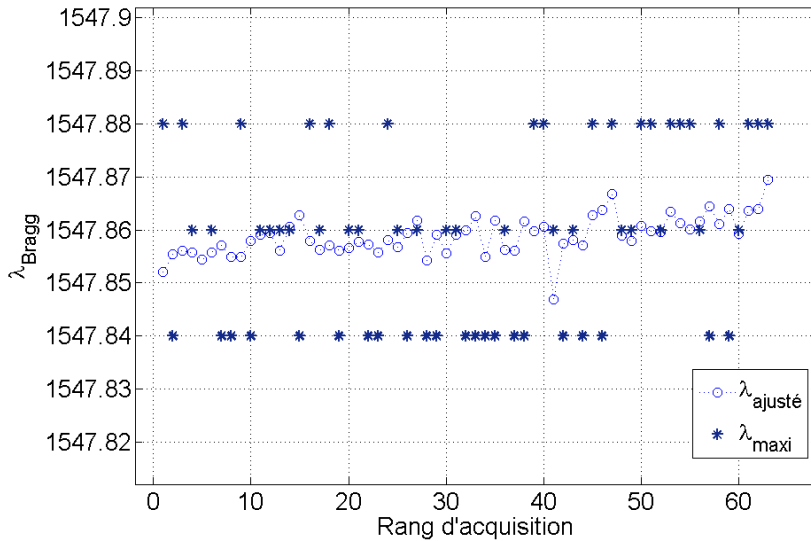


FIG. 4.16 – Comparaison  $\lambda_B$  ajustée et  $\lambda_{Maximum}$  (mesurages successifs)

Ces mesurages successifs sont quantifiés par la moyenne (ou l'espérance)  $\bar{\lambda}$  et l'écart-type  $\sigma$ . Les deux nuages de valeurs n'admettent pas les mêmes dispersions : l'écart-type des  $\lambda_{max}$  vaut 17,9 pm alors que celui de  $\lambda_{ajustée}$  vaut 3.7 pm. La moyenne de  $\lambda_{maxi}$  vaut 1547.8581 alors que celle de  $\lambda_{ajustée}$  vaut 1547.8589 nm. Les moyennes présentent un écart de 8 pm. On constate que la méthode du maximum donne un résultat qui dépend de la résolution choisie, ici 20 pm.

Par ailleurs, on note aussi sur la figure 4.16 une dérive de  $\lambda_B$  au fur et à mesure des acquisition (pouvant s'expliquer par une élévation de la température de quelques degrés). Ce phénomène n'est cependant pas perceptible avec la méthode de recherche de la plus grande valeur qui admet une trop large résolution.

En conclusion, l'ajustement ici permet une meilleure résolution pour un même temps d'acquisition, et, permet donc ainsi d'être sensible à des phénomènes, comme dans ce cas la dérive, qui sont peu décelables.

### 4.3.3 Fenêtrage et erreurs associées

Lors de l'acquisition de la réponse spectrale du FBG, il faut déterminer une plage des longueurs d'ondes. A priori, l'opérateur n'a pas une idée exacte de la localisation du spectre FBG ni de sa longueur. En pratique, il opère par tâtonnement pour trouver la localisation du FBG et ajuster au mieux la plage d'acquisition des longueurs d'ondes. Nous voulons voir dans cette section si le choix de la fenêtre d'acquisition (position, largeur) ont un impact sur l'extraction de  $\lambda_B$ . Nous quantifierons les erreurs qui peuvent découler de l'incertitude sur la fenêtre d'acquisition (par commodité de langage, nous appellerons cette plage de longueur scannée la *taille de la fenêtre d'acquisition*). Nous retiendrons deux paramètres pour décrire cette fenêtre :

- la largeur de la fenêtre d'acquisition notée  $t$  sur la figure 4.14.b
- l'excentricité de la fenêtre qui correspond à la position du centre de la fenêtre par rapport à  $\lambda_B$  réelle, elle est notée  $e$  sur la figure 4.14.b.

## 4.3.3.1 Influence de la taille de la fenêtre et erreurs associées

## 4.3.3.1.1 Principe

Nous disposons d'un spectre de FBG mesuré en réflexion, ayant une plage totale de 2 nm, avec un pas d'échantillonnage de 1 pm. Il s'agit du spectre le plus résolu qu'il soit possible de réaliser avec le système d'interrogation (voir figure 4.17); il est composé de 2000 valeurs. Pour voir l'influence de la taille de la fenêtre d'acquisition, nous faisons varier progressivement la taille de cette fenêtre d'acquisition de 100 pm à 1400 pm (fenêtre centrée sur  $\lambda_B$ ), et toutes les méthodes d'extraction de  $\lambda_B$  sont exploitées sur cette plage plus ou moins réduite de spectre. Nous verrons ainsi l'effet de la taille de la fenêtre sur l'extraction de  $\lambda_B$ . Nous pourrions également comparer la robustesse de chacune des méthodes. Les fluctuations des valeurs extraites nous donneront une idée de la dispersion de  $\lambda_B$ . Nous quantifierons, de plus, les erreurs dues au fenêtrage et nous verrons quel est le critère qu'il faut retenir pour une acquisition la moins erronée possible.

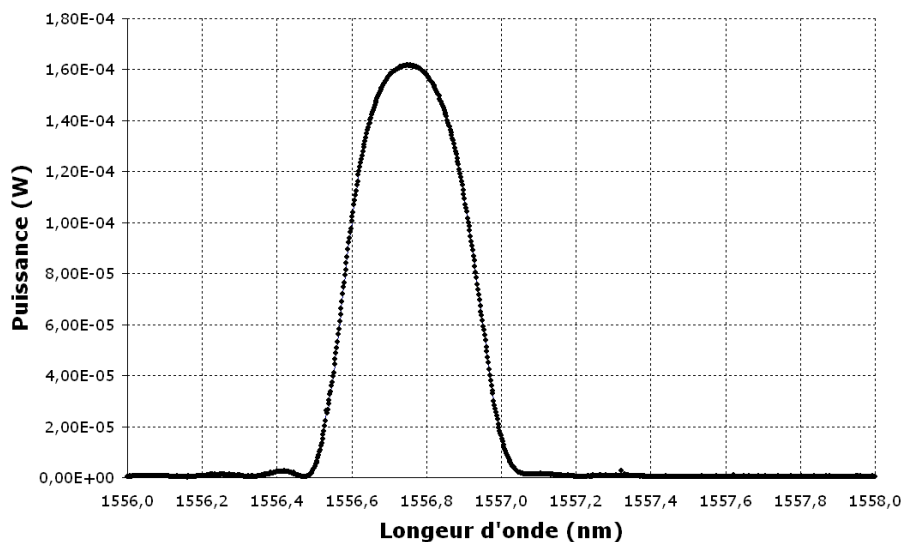


FIG. 4.17 – Mesure du spectre FBG en réflexion à résolution maximum (1 pm)

## 4.3.3.1.2 Résultats

Les courbes de la figure 4.18 représentent l'extraction de la longueur d'onde de Bragg pour une méthode donnée en fonction de la demi-taille de la fenêtre d'acquisition. D'une manière générale, les courbes sont croissantes avec la taille de la fenêtre. Et, elles se stabilisent plus ou moins tôt à partir d'une taille de fenêtre à peu près équivalente. Sur la figure 4.19 représentant l'évolution de la méthode du barycentre, il apparaît trois comportements :

- un premier intervalle de la courbe [a] où la fenêtre est plus petite que la largeur du spectre, où il y a une augmentation douce de  $\lambda_B$  avec l'accroissement de la taille de la fenêtre. La valeur de  $\lambda_B$  semble converger vers une valeur avec la diminution de la taille de la fenêtre,
- un second intervalle où  $\lambda_B$  croît rapidement [b]
- un intervalle où la valeur extraite de  $\lambda_B$  se stabilise [c]

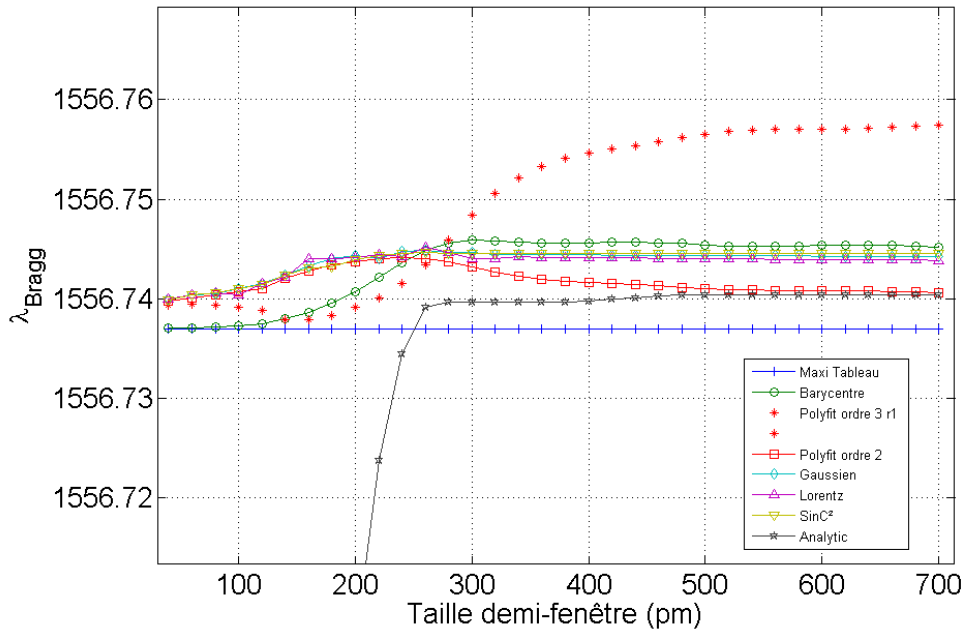


FIG. 4.18 – Influence de la taille de la fenêtre sur l'extraction de  $\lambda_B$  (toutes méthodes)

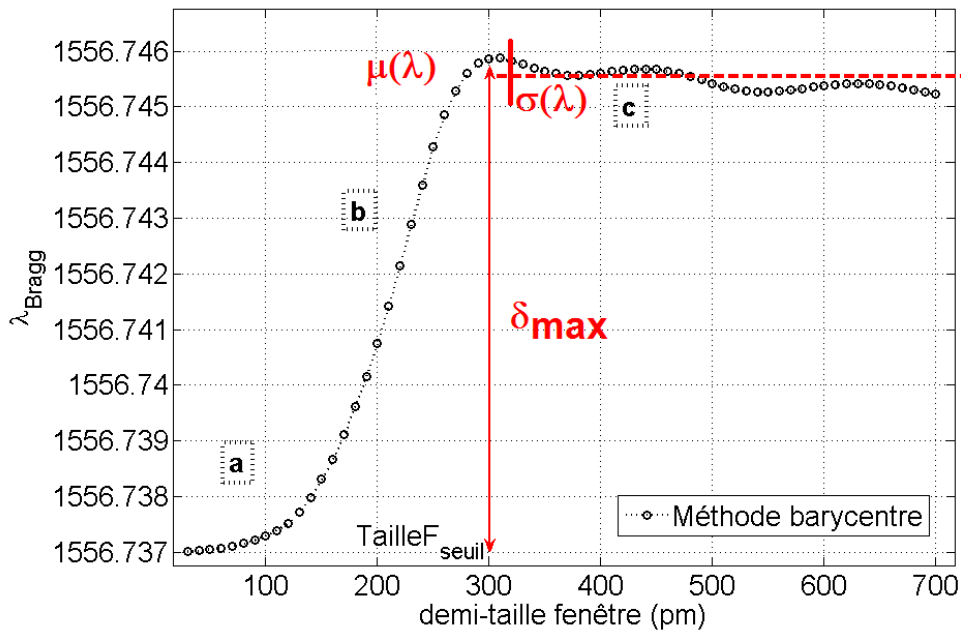


FIG. 4.19 – Influence de la taille de la fenêtre sur l'extraction de  $\lambda_B$  (méthode Barycentre)



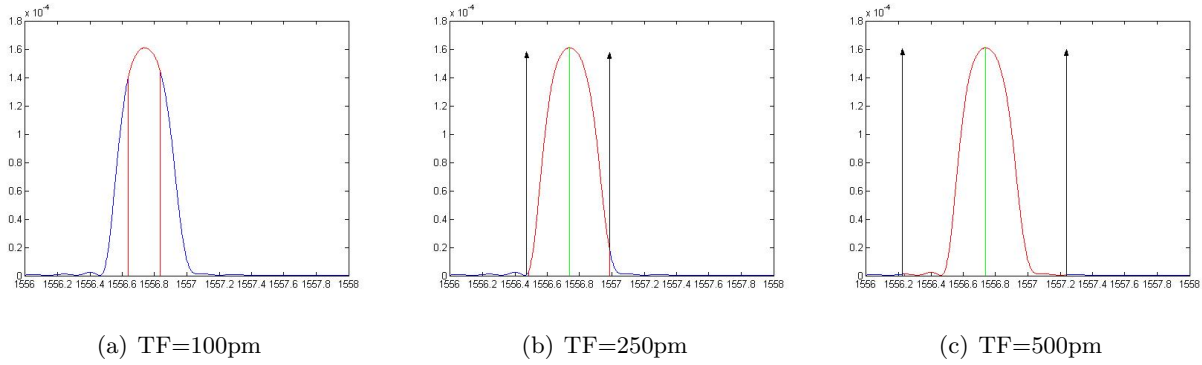


FIG. 4.20 – Trois tailles de fenêtre (TF)

Pour chacune des trois régions  $[a, b, c]$  de la figure 4.19, il est possible d'associer une situation de la figure 4.20 :

- dans le premier cas, la fenêtre d'acquisition est plus petite que la largeur du spectre,
- dans le deuxième cas, l'ajustement est plus difficile, le résidu s'accroît avec l'augmentation de la taille jusqu'à la valeur de fenêtre seuil. La taille de la fenêtre seuil est voisine de la largeur du spectre de Bragg,
- dans la troisième région  $[c]$ , la taille de la fenêtre est supérieure à la largeur du spectre. L'augmentation de la taille ne fait pas beaucoup varier  $\lambda_B$ . On définira sur la figure 4.19 une taille de fenêtre seuil au-delà de laquelle la longueur d'onde extraite est stable. Dans le cas présenté,  $TF_{seuil}$  vaut environ 600 pm. Cela correspond à la largeur au niveau de la base du pic de Bragg, entre les deux premiers minima latéraux.

Pour quantifier les écarts entre les méthodes, nous donnerons la valeur moyenne de la longueur d'onde  $\mu(\lambda_B)$ , et l'écart-type  $\sigma(\lambda_B)$ . Ces estimateurs sont calculés pour les taille de fenêtres supérieures à  $TF_{seuil}$ . De plus, nous donnerons une valeur correspondant à l'écart maximal des valeurs extraites  $\delta_{max} = sup(\lambda_B) - inf(\lambda_B)$ . Cette valeur nous permettra d'estimer l'erreur maximale que nous pouvons commettre. Ces paramètres sont représentés sur la figure 4.19. Nous estimerons un autre écart  $\delta_{syst}$  correspondant à l'écart entre  $\mu(\lambda_B)$  et le  $\lambda_B$  de référence obtenue avec la méthode *Maxi* pour la meilleure résolution de 1 pm. Toutes les valeurs sont reportées dans le tableau 4.3 qui suit.

Méthodes	$\mu(\lambda_B)(nm)$	$\delta_{syst}(pm)$	$\delta_{max}$ (pm)	$\sigma(\lambda_B)(pm)$
Maxi	1556.7370	0	0	0
Barycentre	1556.7455	8.5	8.8	<b>0.18</b>
Polyfit3	1556.7549	17.9	19.6	<b>3.14</b>
Polyfit2	1556.7414	4.4	4.3	<b>0.85</b>
Gaussien	1556.7443	7.3	4.9	<b>0.11</b>
Lorentz	1556.7440	7.0	5.2	<b>0.16</b>
sinc	1556.7445	7.5	4.7	<b>0.02</b>
Théorique	1556.7401	3.1	228	<b>0.33</b>

 TAB. 4.3 – Erreurs sur l'extraction de  $\lambda_B$  dues au fenêtrage en fonction des méthodes de recherche

Pour conclure, la taille du fenêtrage aurait une influence non négligeable sur l'extraction de  $\lambda_B$  si on retenait les erreurs maximales  $\delta_{max}$ . Cependant, dès lors que la taille de la fenêtre est supérieure à la taille de la fenêtre seuil, la valeur de  $\lambda_B$  est plus stable. Il faut donc plutôt retenir l'écart-type comme significatif de l'incertitude et toujours imposer une taille de fenêtre supérieure à la largeur du

pic. Cette dernière est (seulement) de l'ordre de 0.2 pm, hormis pour les méthodes polynomiales qui conduisent à des incertitudes plus importantes. L'ajustement sur le modèle basé sur  $\sin C$  est celui qui admet la plus faible incertitude-type.

4.3.3.2 Influence de l'excentricité de la fenêtre

Dans le cas précédent, la fenêtre était centrée sur la valeur maximale du pic. Dans le cas d'une acquisition réelle, il est difficile en pratique d'acquérir un spectre qui se translate sans admettre d'excentricité de la fenêtre d'acquisition par rapport au spectre. Dans cette section, nous allons voir l'influence de l'excentricité de la fenêtre d'acquisition sur l'extraction de  $\lambda_B$  avec les méthodes de recherche proposées.

La procédure est la suivante : nous disposons du spectre expérimental sur une plage de 2000 pm. Nous fixons la taille de la fenêtre d'acquisition à 800 pm centrée sur le pic (taille de fenêtre supérieure à TF). Puis, nous imposons un décalage (ou *offset*) qui varie progressivement de -100 pm à + 100 pm sur cette fenêtre ; soit au total une excentricité d'environ  $\pm 12\%$  de la fenêtre d'acquisition. Nous suivons l'évolution des valeurs des  $\lambda_B$  extraites par l'ensemble des méthodes proposées en fonction de l'excentricité. Nous obtenons la figure 4.21.

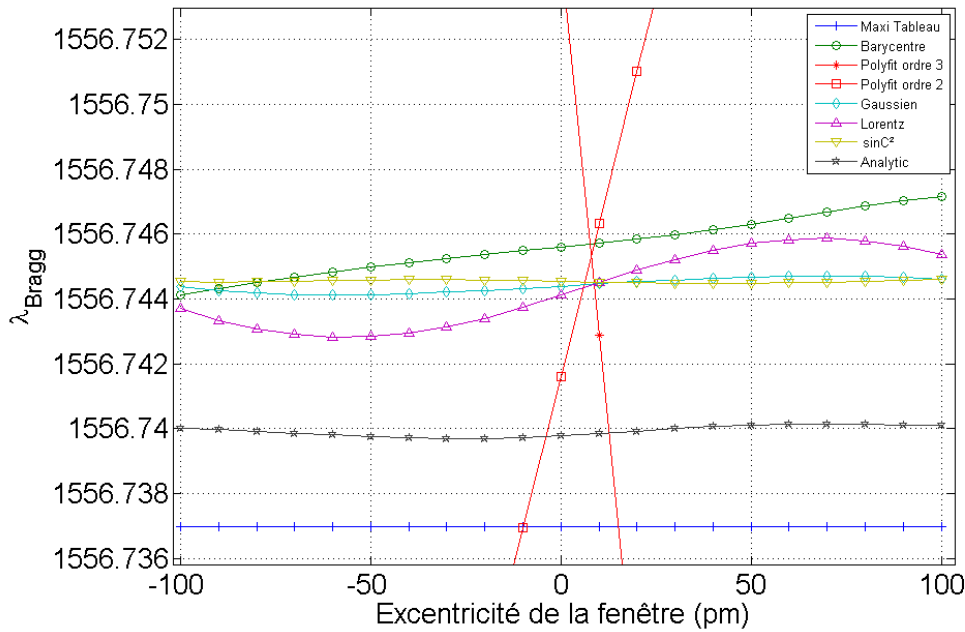


FIG. 4.21 – Influence de l'excentricité de la fenêtre sur l'extraction de  $\lambda_B$

Nous observons (figure 4.21) que les méthodes d'ajustement sur les polynômes admettent des amplitudes de variation plus fortes que les autres (toute la plage d'amplitude n'est pas représentée). Les autres méthodes sont concentrées dans une bande plus étroite. Afin de rendre compte des variations en fonction de chacune des méthodes, sont reportées dans le tableau 4.4 les valeurs moyennes de  $\lambda_B$  extraites par chacune des méthodes, l'écart  $\delta_{syst}(pm)$  de cette dernière par rapport à  $\lambda_B$  de référence (pour la meilleure résolution de la Méthode Maxi), l'amplitude de variation maximum  $\delta_{max}$  et l'écart-type de  $\lambda_B$ .

Les valeurs de la troisième colonne  $\delta_{max}$  rendent compte de l'influence de l'excentricité. En effet, pour les méthodes polynomiales, cette valeur vaut plus de 100 pm. Cela correspondrait approximativement à une erreur de 10°C sur une valeur de température. Pour la méthode du barycentre, la

Méthodes	$\mu(\lambda_B)(nm)$	$\delta_{syst}(pm)$	$\delta_{max}$ (pm)	$\sigma(\lambda_B)(pm)$
Maxi	1556.7370	0.0	0.0	0
Barycentre	1556.7453	8.3	<b>2.4</b>	0.72
Polyfit3	1556.7511	14.1	<b>139.5</b>	54.44
Polyfit2	1556.7412	4.2	<b>100.7</b>	32.26
Gaussien	1556.7442	7.2	<b>0.0059</b>	0.0013
Lorentz	1556.7439	6.9	<b>1.18</b>	0.387
sinC	1556.7445	7.5	<b>0.03</b>	0.00879
Théorique	1556.7404	3.4	<b>0.10</b>	0.020

TAB. 4.4 – Erreurs sur l'extraction de  $\lambda_B$  dues à l'excentricité du fenêtrage en fonction des méthodes de recherche

valeur est plus faible, de l'ordre de 3 pm. Nous notons également une valeur de l'ordre de 1 pm pour la fonction lorentzienne. Enfin, pour l'ajustement sur la gaussienne, ou le sinus cardinal et sur la fonction théorique les valeurs sont très faibles (inférieures à 0.10 pm). Ces méthodes de recherche sont moins sensibles à l'excentricité de la fenêtre que les autres.

#### 4.3.4 Échantillonnage spectral et incertitudes associées

L'échantillonnage du spectre rend compte de la discrétisation du spectre caractéristique. Dans cette section, nous nous intéressons à l'effet de l'échantillonnage du spectre sur l'incertitude de  $\lambda_B$  par l'ensemble des méthodes proposées. Nous voulons quantifier l'erreur sur cette grandeur et voir à partir de quel niveau d'échantillonnage les incertitudes sont faibles. Cela permettra d'optimiser le temps d'acquisition des spectres. Enfin pour un échantillonnage fixé, nous pouvons avoir une idée de l'erreur commise avec chacune des méthodes. La méthode est la suivante : nous disposons d'un spectre expérimental acquis sur une plage de 1.4 nm avec une résolution de 1 pm. La taille de la fenêtre est fixée et est centrée sur le spectre. L'échantillonnage expérimental maximum avec le système d'interrogation considéré est de 1400 points pour cette plage de 1.4 nm. Ensuite le spectre est sous-échantillonné numériquement par décimation des valeurs, le spectre contient successivement 1400, 700, 467...  $\frac{1400}{n}$  valeurs. Nous procédons à la recherche de  $\lambda_B$  par l'ensemble des méthodes. Sont calculés la valeur moyenne, l'écart-type sur  $\lambda_B$  extrait, l'écart-maximum et l'écart de la valeur moyenne par rapport à la valeur de référence  $\lambda_B$  qui correspond à une erreur systématique.

La figure 4.22 montre l'extraction de  $\lambda_B$  par l'algorithme qui retient la plus grande valeur des enregistrements (maximum du tableau) en fonction de l'échantillonnage. La valeur de référence est celle du spectre qui a été obtenu avec la résolution maximum de l'appareil, soit la valeur de  $\lambda_B$  à droite sur la figure pour l'échantillonnage à 1400 points (la ligne médiane).

Nous observons sur la figure 4.22 que lorsque l'échantillonnage se réduit, l'écart tend à croître par rapport à la valeur initiale de référence. A gauche, le spectre ne contient que 15 valeurs c'est-à-dire 100 fois moins de valeurs qu'un spectre avec un pas de 1 pm qui se trouve totalement à droite de la figure. L'écart-type et les écarts qui constituent l'amplitude maximum de cette évolution rendent compte de la dispersion des  $\lambda_B$  extraits. L'intérêt des méthodes d'ajustement est de réduire ces amplitudes de dispersion. Dans le cas présent, nous pouvons voir qu'un spectre acquis avec cinq fois moins de valeurs présente une erreur assez faible, inférieur au pm. L'optimisation de l'échantillonnage consiste à réduire l'échantillonnage du spectre, en ayant une idée sur l'erreur commise.

Puis, nous avons représenté sur les figures 4.23.a et 4.23.b les évolutions des  $\lambda_B$  en fonction des

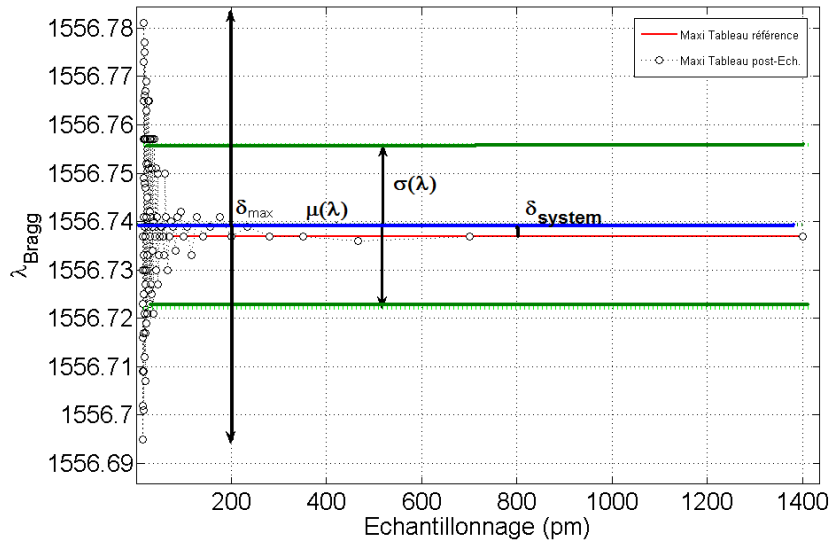
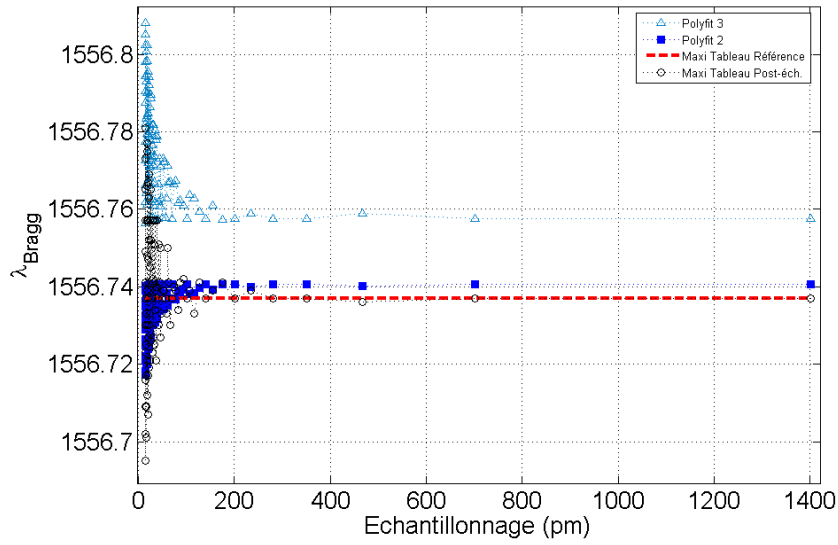


FIG. 4.22 – Influence de l'échantillonnage avec la méthode du maximum du tableau sur l'extraction de  $\lambda_B$

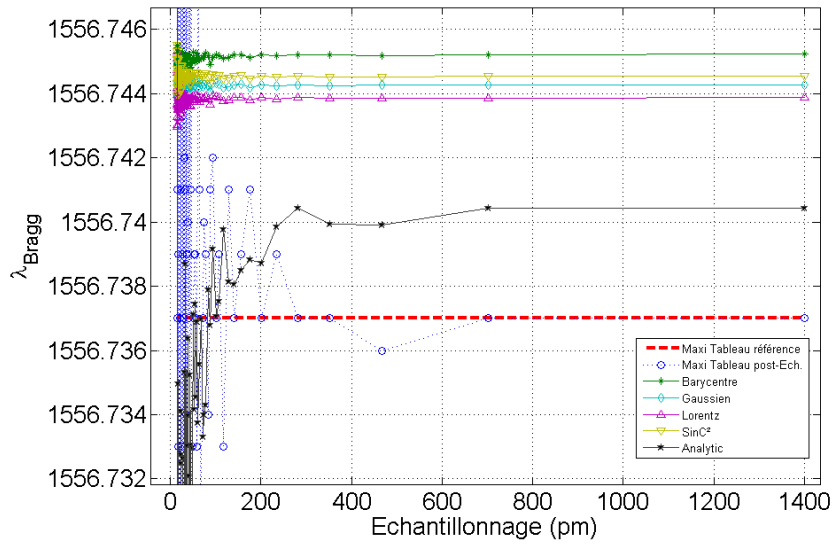
méthodes de recherche. La figure 4.23.a rend compte que les méthodes d'ajustement polynômiales présentent des dispersions 2 à 3 fois moins larges que la méthode du maximum du tableau. Puis la figure 4.23.b permet de voir que les dispersions, grâce aux méthodes d'ajustement des modèles mathématiques, ainsi que la méthode du barycentre, présentent des dispersions très faibles comparées à celle de la méthode du maximum du tableau. Les figures rendent compte que les dispersions dues aux échantillonnages admettent des amplitudes très variables avec le choix de la méthode choisie. Afin de rendre compte de ces différences, les valeurs calculées à partir des courbes des figures 4.23.a et 4.23.b sont reportées dans des tableaux. Les valeurs reportées sont la valeur moyenne de  $\lambda_B$ , l'écart entre cette valeur et la valeur de référence (en première ligne),  $\delta_{max}$  qui rend compte de l'amplitude maximale de la dispersion, et l'incertitude-type de  $\lambda_B$ . Deux tableaux sont donnés, le premier pour des échantillonnages variant de 1400 à 200 points (toujours pour 1.4 nm de plage spectrale) et le second pour des échantillonnages variant de 1400 à 15 points. Le premier tableau correspond à des échantillonnages aboutissant à des spectres ayant plus de 200 points, soit des spectres fins (uniquement de bonne résolution). Tandis que le second tableau correspond à des échantillonnages aboutissant à des spectres de toutes résolutions (des plus au moins fins).

Dans le premier tableau 4.6, la première colonne donne l'ordre de grandeur du correctif à appliquer pour l'erreur systématique. Les 3 ème et 4 ème colonnes sont des indicateurs pertinents de l'incertitude. Nous notons que les valeurs de  $\delta_{max}$  sont de l'ordre de 1 à 3 pm environ pour les méthodes du maxima du tableau, de l'ajustement sur les polynômes et sur la fonction théorique. Les écart-types associés à ces méthodes sont également les plus importants (0.8 pm environ) mais cependant tous très faibles. Pour les autres méthodes, les  $\delta_{max}$  sont négligeables et les incertitudes-types en  $\lambda_B$  sont aussi négligeables. La petitesse des incertitudes exprime le fait qu'au-delà de 200 points pour un spectre compris dans une plage 1.4 nm, les dispersions sont faibles quelles que soient les méthodes. Ainsi un spectre à  $\frac{1400}{200} = 7pm$  de résolution et un spectre à  $\frac{1400}{1400} = 1pm$  n'admettent pas d'écart significatifs pour l'extraction de  $\lambda_B$ .

Dans ce second tableau qui rend compte des échantillonnages plus faibles (jusqu'à 15 points pour 1400 pm), nous notons que les valeurs de  $\delta_{max}$  sont de l'ordre de 20 à 90 pm environ pour les méthodes du maxi tableau, de l'ajustement sur les polynômes et sur la fonction théorique. Les écart-types as-



(a) Méth. Polynomiales et Maxi tableau



(b) 5 modèles d'ajustement

FIG. 4.23 – Influence de l'échantillonnage avec les méthodes d'extraction de  $\lambda_B$

Méthodes	$\mu(\lambda_B)(nm)$	$\delta_{syst}(pm)$	$\delta_{max}(pm)$	$\sigma(\lambda_B)(pm)$
Maxi pré-Ech	1556.737	0	0	0
Maxi post-Ech	1556.7371	0.14	3	0.89
Barycentre	1556.7452	8.2	0.053	0.017
Polyfit3	1556.7578	20.8	1.37	0.65
Polyfit2	1556.7404	3.4	0.58	0.27
Gaussien	1556.7442	7.2	0.031	0.011
Lorentz	1556.7438	6.8	0.038	0.013
sinC	1556.7445	7.5	0.033	0.012
Théorique	1556.7400	2.9	1.71	0.60

TAB. 4.5 – Erreurs sur l'extraction de  $\lambda_B$  dues à l'échantillonnage (de 1400 points à 200 points pour 1400 pm de plage) en fonction des méthodes de recherche

Méthodes	$E(\lambda_B)(nm)$	$\delta_{syst}(pm)$	$\delta_{max}(pm)$	$\sigma(\lambda_B)(pm)$
Maxi Pré Ech./	1556.737	0	0	0
Maxi post. Ech./	1556.7391	2.1	86.0	16.8
Barycentre	1556.7450	8.0	1.2	0.2
Polyfit3	1556.7731	36.0	51.7	13.7
Polyfit2	1556.7339	3.1	23.3	6.1
Gaussien	1556.7443	7.2	1.4	0.2
Lorentz	1556.7438	6.8	2.4	0.3
sinC	1556.7445	7.5	1.5	0.2
Théorique	1556.7282	8.8	71.1	11.5

TAB. 4.6 – Erreurs sur l'extraction de  $\lambda_B$  dues à l'échantillonnage (de 1400 à 15 points pour 1400 pm de plage) en fonction des méthodes de recherche

sociés à ces méthodes sont également les plus importants (de 6 à 16 pm). Pour les autres méthodes, les  $\delta_{max}$  sont faibles, de l'ordre de 2 pm, et les incertitudes-types en  $\lambda_B$  sont (seulement) de l'ordre de 0.2 pm. Dans ce second tableau, il est mis en lumière que pour de faibles échantillonnages en longueur d'onde, les ajustements sur des modèles réduisent considérablement les incertitudes de mesures. D'après les résultats, finalement on peut envisager l'acquisition de spectres avec un échantillonnage de seulement une vingtaine de points pour 1.5 nm, conduisant à une erreur maximale après ajustement (sur gaussienne, lorentzienne, sinus cardinal ou avec la méthode du barycentre) de l'ordre de 3 pm.

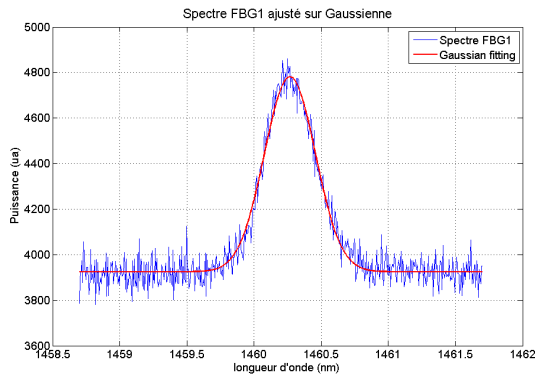
#### 4.3.5 Bruit et erreurs associées

Lorsque le système d'interrogation admet une mauvaise résolution ou lorsque le FBG est de moindre qualité ou encore lorsque un bruit thermique parasite le signal, les spectres sont bruités. Le bruit est souvent défini par le rapport signal sur bruit qui est le rapport entre la puissance moyenne du signal et celle du bruit. La puissance moyenne du bruit peut être calculée en estimant l'écart-type des amplitudes des fluctuations du bruit. Il peut être donné en dB comme dans l'équation (4.17), ou, en ratio linéaire comme nous l'avons défini en (4.18), ce dernier sera plus commode pour les bruitages numériques.

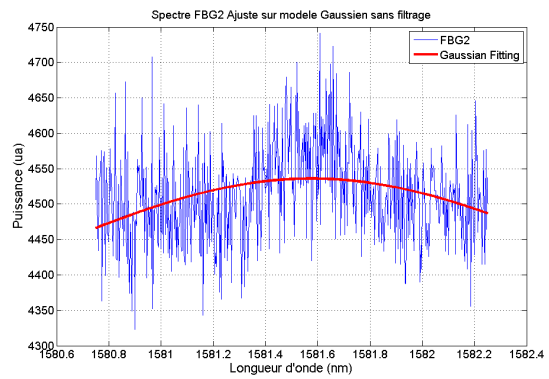
$$R(S/N)_{Log} = 10 \log \left( \frac{P_{Signal}}{P_{Bruit}} \right) = 10 \log \left( \frac{P_{Signal}}{\sigma_{Bruit}} \right) \quad (4.17)$$

$$R(N/S)_{Lin} = \frac{P_{Bruit}}{P_{Signal}} = \frac{\sigma_{Bruit}}{P_{Signal}} \quad (4.18)$$

Deux spectres FBG présentant deux niveaux de bruit sont donnés figure 4.24, ils ont été acquis par l'OSA Advantest. Ils correspondent chacun à des FBG de qualités significativement différentes. Le spectre de gauche présente peu de bruit alors le spectre de droite est noyé dans le bruit. Les spectres correspondent à deux gravures de FBG : le premier spectre a été gravé suffisamment longtemps pour admettre une réflectivité de l'ordre de 90 % alors que le second spectre FBG a été gravé avec une réflectivité inférieure à 20%.



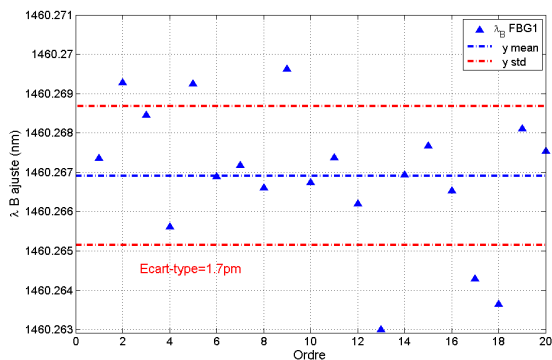
(a)  $R(S/N)_{Log}=10$  dB



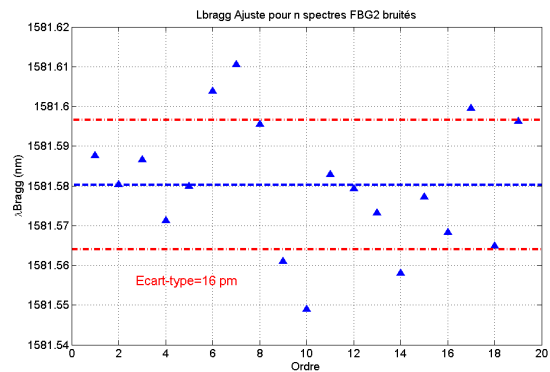
(b)  $R(S/N)_{Log}=1.8$  dB

FIG. 4.24 – Acquisition avec Advantest de deux spectres avec niveau de bruit différents

Afin de rendre compte de l'incertitude sur la mesure, nous avons acquis 20 spectres pour chacun des FBG. Ces deux familles de spectres ont été soumises à la même procédure d'ajustement (sur une fonction gaussienne) pour extraire les  $\lambda_B$ . L'écart-type pour le premier spectre vaut environ 1.7 pm contre 17 pm pour le second FBG.



(a)  $R(S/N)_{Log}=10$  dB



(b)  $R(S/N)_{Log}=1.8$  dB

FIG. 4.25 – Dispersions des valeurs de  $\lambda_B$  sur deux types de spectres

L'objectif est maintenant de quantifier l'incertitude de  $\lambda_B$  en fonction du niveau de bruit dans lequel est noyé le spectre du FBG. Pour cela, nous allons nous appuyer sur un spectre numérique cette fois dépourvu de bruit que nous allons progressivement bruiteur par un algorithme simple, et soumettre ces spectres bruités aux procédures de recherche de  $\lambda_B$ . Le bruit appliqué est un bruit gaussien. Il peut être caractérisé par deux paramètres, la valeur moyenne et l'écart-type. On imposera que la moyenne du bruit est nulle. Le rapport entre l'écart-type du bruit et le signal quantifie le niveau de bruit. Ce ratio  $R(N/S)_{Lin}$  donné par (4.18) variera entre 0 et 1. La figure 4.26 montre les spectres FBG progressivement bruités. Pour des valeurs de  $R(N/S)_{Lin}$  proches de 0, le signal est faiblement bruité et pour celles qui sont proches de 1, le signal est noyé dans le bruit car il est de même amplitude, nous ne distinguons plus le spectre.

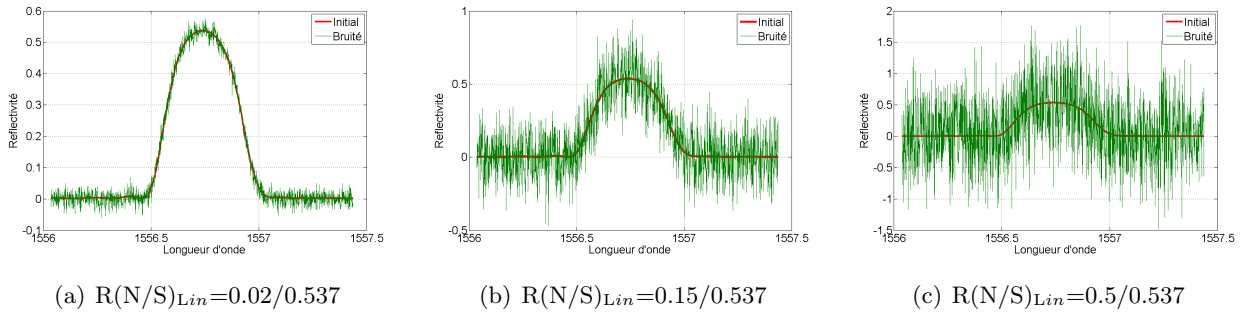


FIG. 4.26 – Bruitage progressif du spectre

Les valeurs de  $\lambda_B$  extraites par l'ensemble des méthodes en fonction du niveau de bruit sont données par les courbes de la figure 4.27. Lorsque les courbes sont comparées entre elles sur le même graphique, les amplitudes de dispersion sont de niveaux tellement différents que certaines apparaissent comme linéaires. L'évolution de la méthode "recherche du maxi" est la plus dispersée. Les ajustements sur polynômes et sur les modèles analytiques présentent une enveloppe d'une dizaine de fois réduite. Puis la méthode du barycentre présente une dispersion plus réduite que les méthodes précédemment citées. Et enfin, les évolutions des ajustements sur les modèles sont très peu dispersées mais les allures sont similaires c'est-à-dire de plus en plus dispersées avec le niveau de bruit. La figure 4.27.b donne l'évolution pour ces trois fonctions d'ajustements.

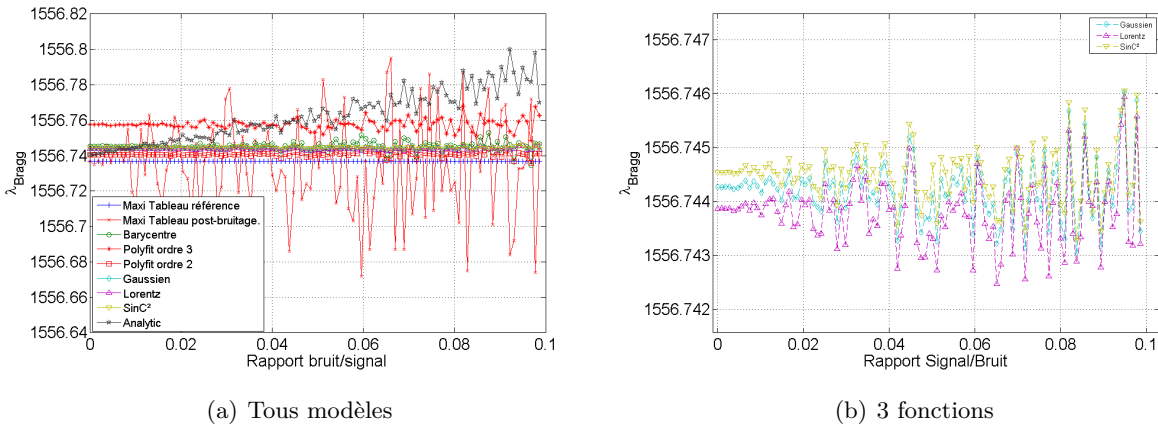


FIG. 4.27 – Influence du bruit gaussien sur l'extraction de  $\lambda_B$  en fonction des méthodes

L'incertitude-type sur  $\lambda_B$  en fonction du niveau de bruit est reportée sur la figure 4.28 pour la méthode d'ajustement par une gaussienne. Cette incertitude-type est calculée avec les longueurs d'ondes sur la plage de bruit de  $R(N/S)_{Lin}$  de 0 à 1, mais par morceau de 0,10. Chaque sous-plage sur laquelle est calculé l'incertitude contient 100 spectres bruités. La figure rend compte de l'évolution croissante quasiment linéaire de l'incertitude type avec le niveau de bruit. L'équation de cette évolution est donnée par,

$$\sigma(\lambda_B) = 26 \times \frac{P_{bruit}}{P_{signal}} (pm) \tag{4.19}$$

Cette expression linéaire est applicable dans un cas pratique. Nous allons l'illustrer au moyen des spectres donnés en début de cette section figure 4.24. Dans le cas de la figure de gauche, le ratio vaut environ 0.10, soit  $\sigma(\lambda_B)$  vaut environ 2.6 pm. Et dans le second cas, le ratio est environ de 2/3, donc  $\sigma(\lambda_B)$  vaut environ 17 pm. Cela est en cohérence avec les incertitudes types calculées à partir des mesurages successifs (1.7 et 17 pm sur la figure 4.25).



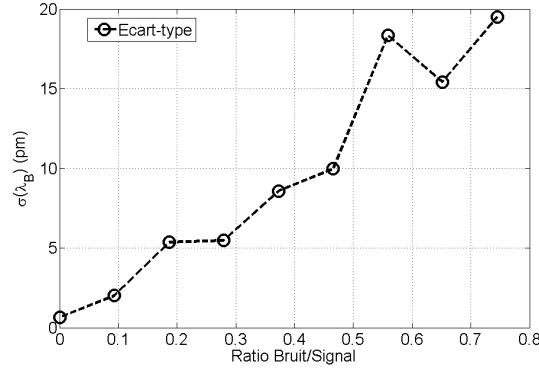


FIG. 4.28 – Écart-type de  $\lambda_B$  en fonction du niveau du bruit  $R(N/S)_{Lin}$

Afin de mieux comparer les incertitudes associées à chacune des méthodes, nous avons reporté sur le tableau 4.7 les grandeurs les plus significatives des dispersions à la manière de ce qui a été fait dans les précédentes sections. Dans ce tableau, le ratio  $R(N/S)_{Lin}$  varie de 0 à 0.10. Cette plage correspond aux niveaux de bruit les plus réalistes. D'après le tableau 4.7, les incertitudes types sont réduites de

Méthodes	$\mu(\lambda_B)(nm)$	$\delta_{syst}(pm)$	$\delta_{max}(pm)$	$\sigma(\lambda_B)(pm)$
Référence	1556.7370	0	0	0
Maxi	1556.7348	2.1	123.0	26.8
Barycentre	1556.7452	8.2	18.4	2.6
Polyfit3	1556.7575	20.5	19.5	3.0
Polyfit2	1556.7406	3.6	7.9	1.1
Gaussien	1556.7442	7.2	2.9	0.5
Lorentz	1556.7438	6.8	3.4	0.6
sinC	1556.7444	7.5	2.7	0.5
Théorique	1556.7622	25.3	59.5	14.2

TAB. 4.7 – Erreurs sur l'extraction de  $\lambda_B$  dues au bruit ( $R(N/S)_{Lin} = 0$  à 0.1, 100 échantillons)

30 à environ 3 grâce aux ajustements sur les polynômes ou avec la méthode du barycentre et sont plus faibles pour les méthodes d'ajustement sur les trois modèles. Les incertitudes associées au bruit sont dans ce cas de l'ordre de 0.5 pm pour un ratio  $R(N/S)_{Lin}$  bruit/signal inférieur à 0.10. Pour un autre ratio, on peut utiliser l'expression (4.19) mais uniquement si on utilise la méthode d'ajustement à une courbe gaussienne.

#### 4.3.6 Conclusions sur le traitement de l'information

Nous avons testé les différentes méthodes d'extraction suivant les paramètres de l'acquisition spectrale (fenêtrage, échantillonnage, bruit). Nous en concluons que les ajustements sur des fonctions sont indispensables et que les ajustements sur les modèles gaussien, lorentzien ou sur la fonction sinus cardinal aboutissent à des incertitudes du même ordre qui sont les plus faibles parmi les méthodes. Les ajustements sur polynômes bien que pratiques, sont à écarter. La méthode du barycentre donne de très bonnes erreurs pour la plupart des paramètres, et une valeur d'incertitude honorable (2,6 pm) pour sa sensibilité au bruit. Nous avons vu que l'influence de la fenêtre d'acquisition est minime dès lors que la taille de la fenêtre est supérieure à la largeur du pic de Bragg. Par ailleurs l'excentricité de la fenêtre influe peu sur les méthodes par ajustement. Concernant l'étude sur l'échantillonnage, les

ajustements réduisent fortement les incertitudes, et les résultats mettent en évidence qu'il n'est pas nécessaire d'exploiter la résolution maximale du système d'interrogation. Des résolutions de l'ordre de 10 pm couplé avec des ajustements permettent d'atteindre des incertitudes en deçà du pm. Nous verrons dans la section 4.5 sur la dérive thermique que les conditions d'acquisition du spectre sont utiles pour l'interprétation des phénomènes. Concernant le bruit, nous avons vu qu'il a une influence perceptible et qu'il est possible d'estimer un majorant de l'incertitude pour un ratio de bruit donné.

Nous allons présenter dans la partie qui suit, les étalonnages des FBG lorsque ceux-ci sont soumis à une température ou une déformation mécanique, et les incertitudes associées.

### 4.4 Étalonage du capteur et incertitudes associées

---

#### 4.4.1 Les méthodes d'étalonnage

L'étalonnage consiste à mettre en correspondance l'observable  $\lambda_B$  extraite du signal avec la température ou la déformation (le mesurande). L'opération consiste à soumettre au capteur toute l'étendue du mesurande et de relever les longueurs d'ondes correspondantes. Si la relation est linéaire, les pentes des droites d'étalonnage correspondent aux sensibilités  $K_T$  et  $K_\varepsilon$  qui ont été explicitées au chapitre 2.

##### 4.4.1.1 Étalonage en température

L'étalonnage exige un étalon de référence. Nécessairement, le mode opératoire doit annihiler toutes les sollicitations autres que le paramètre qui doit être étalonné. L'étalonnage en température nécessite un dispositif qui maintient en température le FBG et qui dispose d'une mesure de référence pour la température. Les principaux dispositifs de chauffage sont le four résistif, l'étuve climatique [Vacher 04] et [Mandal 05]. La NASA, pour les recherches concernant les conteneurs dans les fusées, réalise des étalonnages de FBG avec un cryostat pour obtenir un étalonnage dans les basses températures. Citons le dispositif de Peltier<sup>2</sup> qui est employé par Xu et al. [Xu 94], par Simpson et al. [Simpson 03] ainsi que Allsop et al. [Allsop 02]. Kanellopoulos et al. [Kanellopoulos 95] ont placé les FBG dans un bain d'huile thermostaté avec une plaque chauffante et un thermocouple. Lee et al. [Lee 00] ont réalisé aussi un étalonnage dans un bain-marie instrumenté par un thermomètre à mercure. Chen et al. [Chen 03] ont mis leur fibres dans un système réfrigérant à  $-50^\circ\text{C}$  et augmenté progressivement la température jusque  $80^\circ\text{C}$ . Patrick et al. [Patrick 96] ont employé un chauffage constitué d'un enroulement à spire de type résistif avec une forme approprié pour obtenir une température homogène sur le FBG.

Concernant le capteur de température servant d'étalon pour mesurer les températures, le choix est restreint mais efficace : thermomètre à mercure, thermocouples et résistance de platine dite Pt100. En fonction de l'alliage de matériaux utilisé, les gammes et résolutions du thermocouple sont variables. Le thermocouple de type K (Nickel Chrome) est adapté à la plage de température des FBG. Ils admettent une résolution de l'ordre de  $0,1^\circ\text{C}$  (à température ambiante), et conviennent pour une étendue de températures de  $-270$  à  $1370^\circ\text{C}$  (avec une incertitude de  $2^\circ\text{C}$  sur toute la plage de mesure). Bien que non-linéaire, les matériaux sont bien connus et normalisés. La correspondance entre micro-tension et températures est bien établie, soit sous forme de tableau de valeurs, soit sous forme d'un polynôme d'ajustement.

---

<sup>2</sup>L'effet Peltier est un effet thermoélectrique qui permet de créer si on fait passer un courant électrique dans deux conducteurs de nature différente, une zone chaude et une zone froide. Il s'agit d'un dispositif permettant de refroidir comme de maintenir, au niveau d'une surface, une température contrôlée par un potentiomètre. L'effet Seebeck est l'effet inverse du Peltier.

La résistance de platine 100  $\Omega$  (Ohms) est l'étalon ultime de référence : sa résolution est de l'ordre de 0.02°C. Il s'agit d'une sonde résistive (on mesure la résistance du métal noble de référence par un pont électrique) qui aujourd'hui sert d'étalon de référence dans le système international (Il a supplanté le thermocouple Platinium Rhodium en 1990). Cependant, les thermocouples sont plus adaptés que les sondes résistives du fait de leur localisation plus intime avec le FBG. Nous n'avons pas rencontré de mesures thermiques utilisant la pyrométrie, les photo-détecteurs à semi-conducteur ou encore d'autres dispositifs par camera IR ou CCD qui pourraient révéler des gradients de température.

### 4.4.1.2 Étalonnage en déformation

La déformation axiale de la fibre optique peut se faire par un déplacement imposé, ou par un chargement. Bien qu'en fait ce soit fondamentalement différent car dans un cas on connaît la force  $F$  sur chaque section et de l'autre on ne connaît que la déformation moyenne entre les deux mors (dans le cas des FBG cette section peut être réduite dans la zone du FBG qui est souvent dépourvue de gaine mécanique). Davis et Kersey [Davis 95] ainsi que Farahi et al. [Farahi 90] emploient un dispositif avec un élément piézoélectrique<sup>3</sup>. Le moyen le plus simple pour suivre le déplacement est d'avoir recours à un banc avec une platine de translation pilotée manuellement. Ces bancs optiques servent d'appareil de micro-traction de fibres. Le déplacement est contrôlé à l'aide d'une règle graduée de Vernier ou d'une vis micrométrique (Palmer). Ces systèmes admettent des résolutions jusqu'à 2  $\mu m$ . Les auteurs emploient également des systèmes de translation commerciaux motorisés et pilotés (de marque Newport, Thorlabs, Photonics pour les marques commerciales) adaptés aux exigences du domaine de l'optique. Les platines motorisées admettent des courses de plusieurs centimètres avec des résolutions micrométriques. Xu et al. [Xu 94] utilisent un micro-positionneur ou micromètre pilote. Patrick et al. [Patrick 96] et Kanellopoulos et al. [Kanellopoulos 95] indiquent même que le dispositif permet d'identifier la déformation de rupture de la fibre en silice de l'ordre de 3500  $\mu\epsilon$ .

Certains auteurs comme [Vacher 04] collent la fibre optique sur une éprouvette de traction en acier.

Pour la mesure des déformations de référence, le recours à des jauges de déformation électriques de type résistives ou à des extensomètres est indiqué. La jauge de déformation collée sur l'éprouvette de traction admet une incertitude de l'ordre de 10 $\mu\epsilon$ . De même que pour le choix des thermocouples, il faut faire un choix judicieux de la jauge. La taille de la jauge est par exemple un critère de choix pour obtenir une résolution spatiale correcte. Vacher [Vacher 04] a employé des rosettes de jauges de 3.3 mm de dimension, et de marque TML et type FCA 3-11.

Certains auteurs [Mulle 07a] [Bosia 02] emploient des systèmes de mesure de champs de déformation sur éprouvettes du domaine de la photomécanique (stéréo-corrélation d'images, dispositifs interférométrique de *speckles*). Bien que très prometteuses et destinées aux cartographies de champs, ces méthodes n'admettent pas pour le moment des résolutions aussi proches que celles des jauges électriques de déformation. Elles ont des résolutions en déformation de 50 à 500  $\mu\epsilon$ . Elles ne sont pas utilisées pour l'étalonnage mais pour compléter les mesures par FBG.

Enfin, il est possible de suspendre des masses sur la fibre optique. Citons Mulle [Mulle 07a] qui a employé une enceinte thermique INSTRON EC 16 qui dispose de deux ouvertures sur la partie basse et haute de l'enceinte. Ces ouvertures sont exploitées pour suspendre des masses sur un cintre. Les masses suspendues sur la fibre optique imposent un effort.

---

<sup>3</sup>Propriété de se polariser électriquement sous l'action d'une force mécanique -effet direct- et de se déformer lorsqu'on leur applique un champ électrique -effet inverse-

### 4.4.2 Incertitudes associées à l'étalonnage

L'incertitude totale de l'étalonnage peut se décomposer en deux termes d'origines distinctes :

- l'incertitude sur la grandeur mesurée  $\lambda_B$ , notée  $\delta\lambda$ ,
- l'incertitude liée aux valeurs de référence.

Dans notre cas, c'est l'incertitude sur les mesures de température ou de déformation ( $\delta T$  ou  $\delta\epsilon$ ) qui nous intéresse. Celles-ci doivent être négligeables devant les incertitudes qui sont liées aux mesurages de  $\lambda_B$ . Une étude récente [Pal 04] examine la non-linéarité de la réponse en température des capteurs FBG et propose des polynômes d'ordre deux et d'ordre 3 pour décrire la réponse des FBG. Mais, il est admis que le capteur FBG est linéaire sur une certaine plage (linéaire par morceaux) et que sa réponse est du type  $\lambda = K_T \times T + b$ . L'étalonnage fourni un nuage N de valeurs  $(T_1\lambda_1, T_2\lambda_2, T_3\lambda_3, \dots, T_N\lambda_N)$ , nous pouvons substituer la température T à la déformation. La droite d'étalonnage passe par les valeurs d'un point moyen  $(\bar{T}, \bar{\lambda})$  donc elle peut se récrire comme,

$$\lambda = \bar{\lambda} + K_T(T - \bar{T}) \quad (4.20)$$

La droite d'étalonnage admet une ordonnée à l'origine qui vaut,

$$\lambda_0 = \bar{\lambda} - K_T\bar{T} \quad (4.21)$$

De plus, elle admet une pente  $K_T$  correspondant à la sensibilité  $\partial\lambda/\partial T$  et qui vaut,

$$K_T = \frac{cov(T, \lambda)}{var(T)} = \frac{\sum(T_i - \bar{T})(\lambda_i - \bar{\lambda})}{\sum(T_i - \bar{T})^2} \quad (4.22)$$

La droite d'étalonnage admet une dispersion des mesures sur  $\lambda$  caractérisée par une variance résiduelle en  $\lambda$  donnée par la relation d'après [Neuilly 87] :

$$\sigma_\lambda^2 = \frac{1}{N-2} \left[ \sum(\lambda_i - \bar{\lambda})^2 - \frac{[\sum(T_i - \bar{T})(\lambda_i - \bar{\lambda})]^2}{\sum(T_i - \bar{T})^2} \right] \quad (4.23)$$

La dispersion sur la grandeur T est caractérisée par la variance résiduelle en T :

$$\sigma_T^2 = \frac{1}{K_T^2} \frac{\sigma_\lambda^2}{N} \quad (4.24)$$

L'erreur sur la sensibilité  $K_T$  peut être estimée au moyen de la relation tirée de [Figliola 05] :

$$\sigma_{K_T}^2 = \sigma_\lambda^2 \frac{N}{(N \sum_{i=1}^N T_i^2) - (\sum_{i=1}^N T_i)^2} \quad (4.25)$$

En résumé, nous obtenons une droite d'étalonnage faisant apparaître les incertitudes, équation (4.26). Tous les termes sont calculés au moyen des nuages de valeurs expérimentales. Ils permettront de juger de la qualité des conditions de l'étalonnage.

$$\lambda = K_T [\pm\sigma_{K_T}] \times T [\pm\sigma_T] + \lambda_0 [\pm\sigma_\lambda] \quad (4.26)$$

Pour l'étalonnage en température, trois incertitudes types seront représentatives ( $\sigma_\lambda$ ,  $\sigma_T$  et  $\sigma_{K_T}$ ). Les incertitudes associées aux étalonnages en déformation se calculent de la même manière en substituant dans les expressions T par  $\epsilon$ . Ainsi, au total, les incertitudes associées aux étalonnages du FBG en température et en déformation sont quantifiées par les termes :  $\sigma_\lambda$ ,  $\sigma_T$ ,  $\sigma_{K_T}$ ,  $\sigma_\epsilon$ ,  $\sigma_{K_\epsilon}$ .

Le nuage de points expérimentaux  $(T_i, \lambda_i)$  est encadré par un intervalle de confiance décrit par deux droites qui s'obtiennent en ajoutant ou en retirant à l'équation de la droite d'étalonnage. L'incertitude élargie est obtenue en multipliant l'écart-type expérimental ( $\sigma = \sigma_\lambda$ ,  $\sigma_T$  ou  $\sigma_{K_T}$ ) par un facteur

d'élargissement  $t$  (4.27). Pour un nombre d'échantillons  $N > 20$ ,  $t$  vaut 2.04 avec une probabilité de 95 % pour qu'une mesure appartienne à cet intervalle. Dans le cas où  $N < 20$ , la table de Student donne la valeur du facteur d'élargissement  $t$  (comprise entre 2 et 3) pour calculer l'intervalle de confiance élargi dans le cas de distribution normale :

$$\bar{\lambda} - t \frac{\sigma}{\sqrt{N}} < \lambda < \bar{\lambda} + t \frac{\sigma}{\sqrt{N}} \quad (4.27)$$

Cet intervalle de confiance ainsi que les incertitudes associées à l'étalonnage sont représentés sur la figure 4.29. Celle-ci fait apparaître les mesures, la droite d'étalonnage, les incertitudes  $\sigma_\lambda$ ,  $\sigma_T$  et  $\sigma_K$  ainsi que l'intervalle de confiance  $\Delta\lambda$ . Elle fait apparaître la sensibilité  $K_T$  qui représente la pente de la droite d'étalonnage ainsi que l'incertitude  $\sigma_{K_T}$  associée à celle-ci.

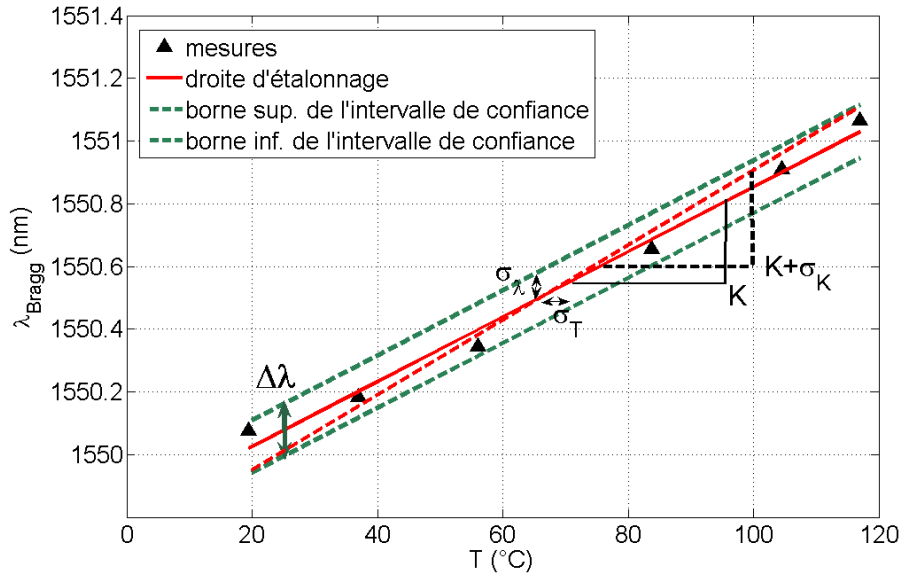


FIG. 4.29 – Incertitudes de la droite d'étalonnage

Le niveau de corrélation entre les grandeurs  $T$  ou  $\varepsilon$  et l'observable  $\lambda_B$  peut être quantifié par le coefficient de corrélation linéaire défini par

$$R(T, \lambda) = \frac{cov(T, \lambda)}{\sigma_T \cdot \sigma_\lambda} \quad (4.28)$$

qui fait apparaître la fonction de covariance

$$cov(T, \lambda) = \mu [(T - \bar{T}) \cdot (\lambda - \bar{\lambda})] \quad (4.29)$$

Dans la suite, ces coefficients sont calculés pour caractériser les étalonnages.

### 4.4.3 Loi de propagation des incertitudes de l'étalonnage

Nous pouvons écrire que la longueur d'onde est une fonction de la température et de la déformation en faisant apparaître les sensibilités respectives.

$$\lambda = K_T T + K_\varepsilon \varepsilon \quad (4.30)$$

Nous pouvons admettre que  $\lambda$  est une fonction  $\lambda(K_T, K_\varepsilon, T, \varepsilon)$ . La loi de propagation des incertitudes s'obtient à partir de la relation (au premier ordre) avec  $x_i$  les paramètres de la fonction supposés indépendants et  $N$  ici le nombre de paramètres.

$$\sigma_\lambda^2 = \sum_{i=1}^N \left( \frac{\partial \lambda(K_T, K_\varepsilon, T, \varepsilon)}{\partial x_i} \right)^2 \times \sigma_{x_i}^2 \quad (4.31)$$

Nous avons alors,

$$\sigma_\lambda^2 = \left( \frac{\partial \lambda}{\partial T} \right)^2 \cdot \sigma_T^2 + \left( \frac{\partial \lambda}{\partial \varepsilon} \right)^2 \cdot \sigma_\varepsilon^2 + \left( \frac{\partial \lambda}{\partial K_T} \right)^2 \cdot \sigma_{K_T}^2 + \left( \frac{\partial \lambda}{\partial K_\varepsilon} \right)^2 \cdot \sigma_{K_\varepsilon}^2 \quad (4.32)$$

qui donne

$$\sigma_\lambda^2 = K_T^2 \cdot \sigma_T^2 + K_\varepsilon^2 \cdot \sigma_\varepsilon^2 + T^2 \cdot \sigma_{K_T}^2 + \varepsilon^2 \cdot \sigma_{K_\varepsilon}^2 \quad (4.33)$$

Dans le cas d'un étalonnage uniquement en température, nous avons

$$\sigma_\lambda^2 = K_T^2 \cdot \sigma_T^2 + T^2 \cdot \sigma_{K_T}^2 \quad (4.34)$$

Et dans le cas d'un étalonnage en déformation, l'incertitude sur  $\lambda$  est

$$\sigma_\lambda^2 = K_\varepsilon^2 \cdot \sigma_\varepsilon^2 + \varepsilon^2 \cdot \sigma_{K_\varepsilon}^2 \quad (4.35)$$

Ces expressions font apparaître la température ou la déformation.

#### 4.4.4 Essais préliminaires d'étalonnages en température

##### 4.4.4.1 Étalonnage dans l'étuve

La première étuve utilisée permet d'atteindre des températures allant de l'ambiante à 200°C. Les vitesses de montée en température peuvent être configurées de 0 à 5°C par minute. L'étuve fonctionne grâce à des résistances chauffantes placées à la périphérie. L'étuve a une importante inertie thermique et présente également des hétérogénéités. Nous avons réalisé des étalonnages successifs. Le système d'interrogation utilisé est le type Tunics/Rifocs, et l'ajustement est réalisé sur la fonction sinus cardinal carré, avec un échantillonnage de 200 points sur une plage de 2 nanomètres avec une fenêtre la plus centrée possible sur  $\lambda_B$ . Les FBG utilisés sont des FBG apodisés commerciaux de la société Highwave n'admettant quasiment pas de problème de qualité. Les spectres associés sont lisses et symétriques. La fibre optique est positionnée au milieu de l'enceinte sur un support isolant. Ainsi, seul l'air présent à l'intérieur du four apporte de la chaleur à la fibre. Un thermocouple est placé à proximité du FBG. Les acquisitions successives que nous avons réalisées permettent d'établir les droites d'étalonnage (équations (4.36)). Les valeurs sont relevées progressivement pour chaque palier de température (figure 4.30.a).

$$\begin{aligned} \lambda_1(nm) &= \overbrace{10,80 \cdot 10^{-3}}^{K_T} [\pm \overbrace{0.00025}^{\sigma_{K_T}} nm/^\circ C] \times T [\pm \overbrace{2.89}^{\sigma_T} ^\circ C] + \overbrace{1549.8484}^{\lambda_0} [\pm \overbrace{0.0312}^{\sigma_\lambda} nm] \quad (R = 0.9981) \\ \lambda_2(nm) &= 10,94 \cdot 10^{-3} [\pm 0.00041 nm/^\circ C] \times T [\pm 4.11 ^\circ C] + 1549.7981 [\pm 0.0450 nm] \quad (R = 0.9965) \\ \lambda_3(nm) &= 10,36 \cdot 10^{-3} [\pm 0.00053 nm/^\circ C] \times T [\pm 3.96 ^\circ C] + 1549.8169 [\pm 0.0410 nm] \quad (R = 0.9948) \end{aligned} \quad (4.36)$$

##### 4.4.4.2 Étalonnage dans le bain marie

A la manière de Lee et al. [Lee 00], une seconde série d'étalonnages a été réalisée avec le FBG plongé dans un bain thermostaté. La cuve à eau est chauffée par conduction thermique grâce à la présence de résistances chauffantes disposées à sa base qui imposent une température qu'il est possible

#### 4.4. ÉTALONNAGE DU CAPTEUR ET INCERTITUDES ASSOCIÉES

de contrôler via un thermostat. La température est relevée grâce à une sonde à résistance de Platine Pt100 (figure 4.30.b).

$$\lambda_1(\text{nm}) = 10,38 \cdot 10^{-3} [\pm 0.000065 \text{nm}/^\circ\text{C}] \times T [\pm 0.28^\circ\text{C}] + 1549.8894 [\pm 0.00301 \text{nm}] \quad (R = 0.9999)$$

$$\lambda_2(\text{nm}) = 10,45 \cdot 10^{-3} [\pm 0.000066 \text{nm}/^\circ\text{C}] \times T [\pm 0.23^\circ\text{C}] + 1549.8854 [\pm 0.00248 \text{nm}] \quad (R = 0.9999)$$

$$\lambda_3(\text{nm}) = 10,30 \cdot 10^{-3} [\pm 0.000055 \text{nm}/^\circ\text{C}] \times T [\pm 0.23^\circ\text{C}] + 1549.8936 [\pm 0.00238 \text{nm}] \quad (R = 0.9999)$$

4.37

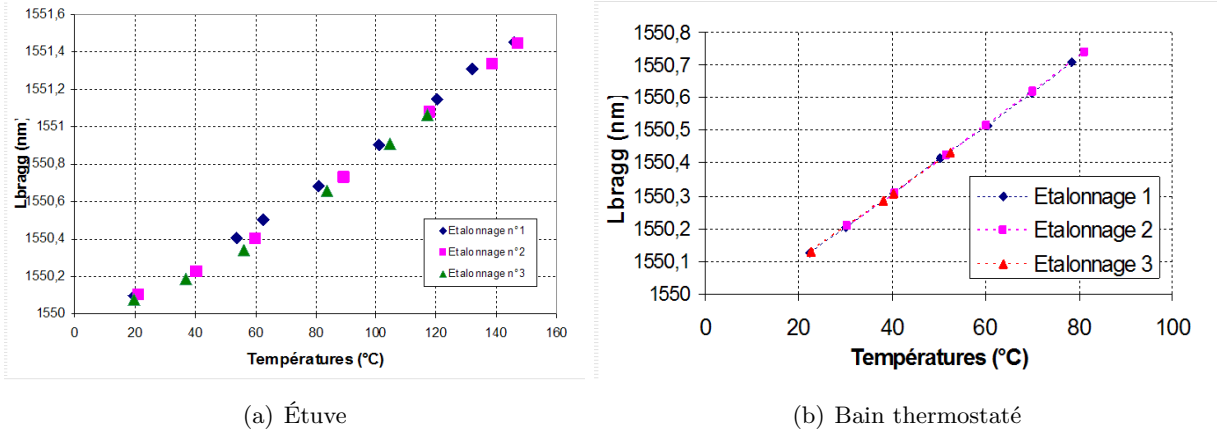


FIG. 4.30 – Étalonage du FBG avec deux dispositifs distincts

On observe sur la figure 4.30 que les points sont plus dispersés pour les étalonnages dans l'étuve que pour les étalonnages dans le bain-marie. Ces aspects qualitatifs peuvent être retrouvés à travers les calculs d'incertitudes. Les sensibilités et les incertitudes associées aux deux étalonnages sont reportées dans le tableau 4.8.

Étalonnage	$K_T$ (pm/°C)	$moyenne(K_T)$	$\sigma_K$ (pm/°C)	$\sigma_T$ (°C)	$\sigma_\lambda$ (pm)
Bain 1	10.38	10.37	0.06	0.28	3.0
Bain 2	10.45	-	0.06	0.23	2.5
Bain 3	10.30	-	0.05	0.23	2.4
Étuve 1	10.80	10.70	0.25	2.89	31.2
Étuve 2	10.94	-	0.41	4.11	45.0
Étuve 3	10.36	-	0.53	3.96	41.0
Étuve ventilée	10.53	-	0.045	0.42	4.4

TAB. 4.8 – Incertitudes pour différents dispositifs d'étalonnages thermiques

La sensibilité thermique moyenne est de 10.70 pm/°C d'après l'étalonnage dans l'étuve contre 10.37 pm/°C pour l'étalonnage dans le bain. Ces différences de sensibilités ont un impact conséquent puisqu'elles impliqueraient une différence de l'ordre de 5°C pour un FBG soumis à 150°C. L'erreur relative entre ces deux valeurs est d'environ 3%. La sensibilité est connue avec une incertitude de 0.06 pm contre 0.40. L'incertitude sur la sensibilité est environ huit fois moindre dans le cas d'un étalonnage dans le bain-marie. Il y a également un facteur 10 entre les incertitudes résiduelles en température  $\sigma_T$  et en longueur d'onde  $\sigma_\lambda$ . Celle-ci est de l'ordre de 3 pm pour l'étalonnage au bain-marie contre environ 40 pm pour l'étalonnage dans l'étuve. Cet écart peut conduire à un écart de l'ordre de 4°C. Ces

erreurs sont d'un ordre de grandeur bien supérieur aux erreurs liées à l'extraction de l'information que nous avons vues dans la section traitant de l'extraction des  $\lambda_B$ . Enfin, le coefficient de corrélation est de l'ordre de 0.9999 pour le bain-marie contre 0.9950 pour l'étuve. Tout deux sont proches de 1, mais le premier dispositif conduit à une meilleure corrélation des valeurs de températures et de longueur d'onde. Pour chacun des étalonnages, les lois de propagation des incertitudes données par l'équation (4.34) sont vérifiées,  $\sigma_\lambda^2 = K_T^2 \cdot \sigma_T^2 + T^2 \cdot \sigma_{K_T}^2$ . D'après cette relation, l'incertitude sur la température se propage sur  $\sigma_\lambda$ . Les deux dispositifs d'étalonnage se distinguent par l'homogénéité thermique et les conditions de transfert thermique du FBG ainsi que par le système qui permet de faire la mesure de référence (thermocouple ou Pt100). Dans l'étuve, la température de l'air fluctue probablement à cause des mouvements de convection. C'est la raison pour laquelle on retrouve statistiquement que  $\sigma_T$  est de l'ordre de 3°C. Alors que dans le bain-marie, nous obtenons  $\sigma_T$  qui est seulement de l'ordre de 0,2°C.

Ces deux dispositifs permettant l'étalonnage montrent que l'étalonnage d'un même FBG peut conduire à des droites d'étalonnages admettant des composantes et des incertitudes bien distinctes. Les deux étalonnages nous permettent de conclure qu'un dispositif d'étalonnage peut être d'environ 10 fois plus exact qu'un autre essentiellement pour des raisons de conditions aux frontières du capteur, d'homogénéité et de mesure de la vérité terrain. Nous avons, par ailleurs, vérifié que l'étalonnage dans une enceinte ventilée (Vötsch type VT4002 de gamme  $-50 +120^\circ\text{C}$ ) admettait des incertitudes amoindries par rapport à l'étude simple (tableau 4.8). En conclusion, il est évidemment nécessaire d'optimiser le dispositif d'étalonnage du capteur FBG, car de ce dernier dépendent directement les incertitudes associées, comme nous venons de le présenter.

### 4.4.5 Essais préliminaires d'étalonnages en déformation

Dans cette section, nous allons présenter deux méthodes d'étalonnage en déformation.

#### 4.4.5.1 FBG collé sur des éprouvettes

A la manière de [Vacher 04], nous avons réalisé nos premiers étalonnages en fixant la fibre optique sur une éprouvette de traction. La fibre dégainée est fixée sur l'éprouvette avec la même colle cyanoacrylate Vishay M200 utilisée pour les jauges. Pour mesurer les déformations, deux jauges électriques conventionnelles admettant des facteurs de jauges identiques sont collées de part et d'autre du FBG (voir figure 4.31). L'éprouvette en carbone/epoxy présente une section de 25x5 mm et admet un module de Young de 103 GPa. Les jauges électriques sont reliées chacune à un pont de Wheatstone (Vishay Micromasurement type P-3500) admettant une résolution théorique de l'ordre de  $1 \mu\epsilon$ . L'éprouvette est soumise à un effort de traction imposé par une machine d'essai (Adamel, type DY 25, 20 kN de capacité). Le chargement est progressif par paliers. Pour chaque palier de chargement, on reporte les déformations relevées par les deux jauges ainsi que les  $\lambda_B$  extraites des spectres caractéristiques.

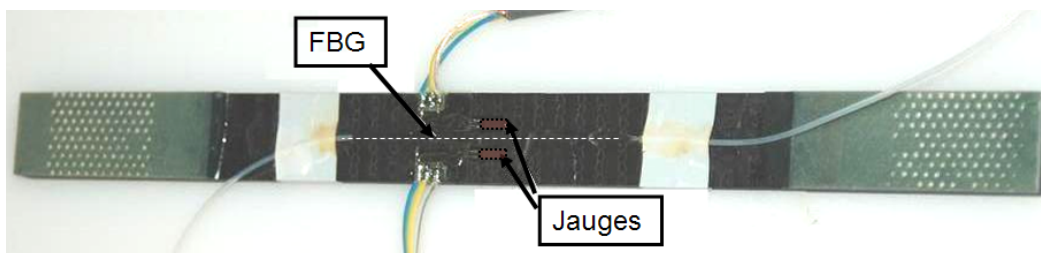


FIG. 4.31 – Fibre optique fixée sur une éprouvette instrumentée par jauges pour l'étalonnage en déformation



Nous obtenons donc deux droites d'étalonnage, une par jauge (figure 4.32.a). Nous observons que les deux droites d'étalonnage n'admettent pas la même pente. Cet écart pourrait s'expliquer par deux raisons : (i) la traction n'induit pas une déformation plane homogène à cause d'une flexion parasite indésirable, ou (ii) les conditions de pose des deux jauges présentent des incertitudes sur l'angle d'alignement de la jauge par rapport à l'axe longitudinal de l'éprouvette. En effet, dès lors que la jauge n'est pas idéalement alignée avec l'éprouvette, la déformation mesurée est une projection de la déformation dans la direction principale.

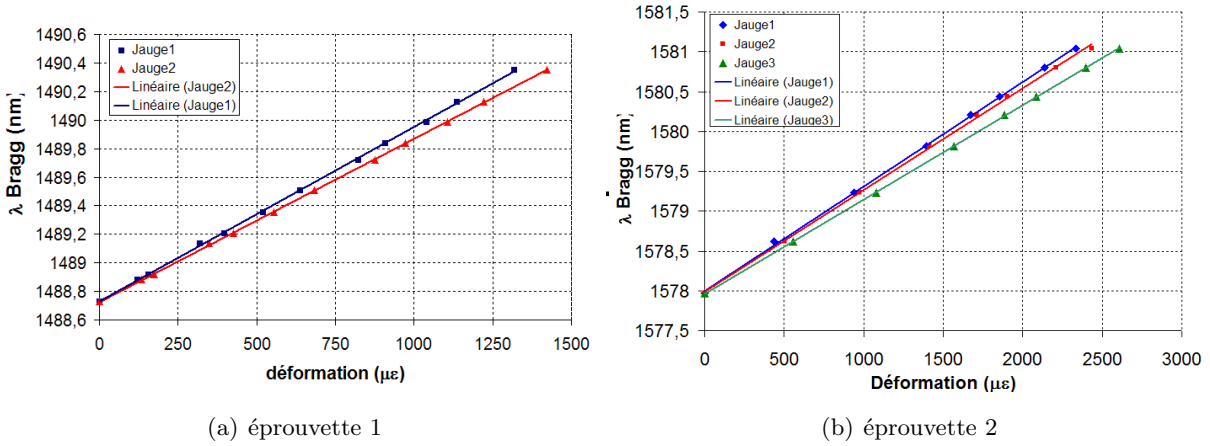


FIG. 4.32 – Étalonnage en déformation FBG (fixés ou intégrés) sur éprouvettes de traction

En appliquant les mêmes relations statistiques proposées pour la température, nous obtenons les droites d'étalonnage et les incertitudes associées (équations (4.38)). Les incertitudes sur la sensibilité sont du même ordre et sont très faibles par rapport aux sensibilités. L'incertitude résiduelle en déformation (environ 6με) et en longueur d'onde (environ 8pm) est du même ordre pour les deux jauges. Seules les sensibilités diffèrent fortement (1.28 pm/με contre 1.20 pm/με). L'écart relatif entre ces deux valeurs est seulement de 6 % mais cela induit un écart de 50με pour une déformation de l'ordre de 1000με. La méthode conduit donc à une réponse linéaire et peu dispersée mais peu reproductible (qui semble dépendante de la jauge considérée).

Une seconde éprouvette est instrumentée à coeur du matériau par un capteur FBG et trois jauges de déformation sont collées en surface : deux à l'aplomb et une à proximité. Les trois droites d'étalonnage (figure 4.32.b) caractérisées par les équations (4.39) sont peu dispersées et linéaires (σ<sub>K</sub>, σ<sub>ε</sub> et σ<sub>λ</sub> très petits). Mais la pente, c'est-à-dire la sensibilité, est différente dans chaque cas (K<sub>ε</sub>=1.310; 1.278; 1.186). Ce moyen d'étalonnage conduit à une bonne linéarité et des faibles dispersions autour de la droite d'étalonnage. Mais, les sensibilités obtenues sur une même éprouvette peuvent différer jusqu'à 10 % entre elles, suivant le choix de la jauge électrique de "référence".

$$\lambda_{j1}(nm) = \underbrace{1.281}_{K_\varepsilon} [\pm 0.006 pm/\mu\varepsilon] \times \varepsilon + \underbrace{6}_{\sigma_\varepsilon} \mu\varepsilon + \underbrace{1564.7426}_{\lambda_0} [\pm 0.007815 nm] \quad (R = 0.9999)$$

$$\lambda_{j2}(nm) = 1.200 [\pm 0.005 pm/\mu\varepsilon] \times \varepsilon + \underbrace{5}_{\sigma_\varepsilon} \mu\varepsilon + \underbrace{1564.7379}_{\lambda_0} [\pm 0.006835 nm] \quad (R = 0.9999)$$

4.38

$$\begin{aligned}\lambda_{j1}(nm) &= 1.310 [\pm 0.011 pm/\mu\epsilon] \times \epsilon [\pm 17 \mu\epsilon] + 1578.0019 [\pm 0.0232 nm] \quad (R = 0.9998) \\ \lambda_{j2}(nm) &= 1.278 [\pm 0.014 pm/\mu\epsilon] \times \epsilon [\pm 22 \mu\epsilon] + 1577.9845 [\pm 0.0288 nm] \quad (R = 0.9996) \\ \lambda_{j3}(nm) &= 1.186 [\pm 0.004 pm/\mu\epsilon] \times \epsilon [\pm 6 \mu\epsilon] + 1577.9612 [\pm 0.0079 nm] \quad (R = 0.9999)\end{aligned}$$

4.39

En conclusion, deux graves inconvénients : le premier est que la méthode d'étalonnage présente une certaine dispersion dépendant de la jauge considérée. Le second est qu'avec cette méthode le FBG, une fois collé sur éprouvette pour étalonnage, devient inutilisable.

#### 4.4.5.2 Fibre optique avec des masses suspendus

L'étalonnage en déformation du FBG est obtenu en accrochant des masses variables sur la fibre optique. Les masses suspendues sur la fibre varient de 0 à environ 100 grammes par pas de 2 grammes. La déformation est déduite de l'action de la pesanteur connaissant la section S et le module E de la fibre optique. Nous réalisons la même opération deux fois, les figures des droites d'étalonnage (figure 4.33) ainsi que les équations et incertitudes associées à l'étalonnage sont calculées (équation 4.40).

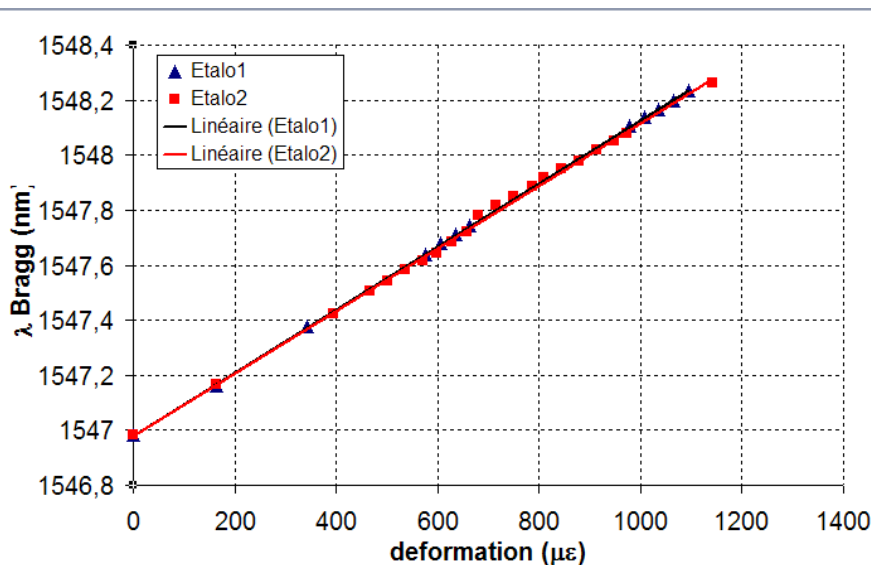


FIG. 4.33 – Étallonages en déformation avec masses suspendues sur la fibre optique

$$\begin{aligned}\lambda_1(nm) &= 1.148 [\pm 0.003 pm/\mu\epsilon] \times \epsilon [\pm 3 \mu\epsilon] + 1546.9809 [\pm 0.0033 nm] \quad (R = 0.9999) \\ \lambda_2(nm) &= 1.137 [\pm 0.010 pm/\mu\epsilon] \times \epsilon [\pm 10 \mu\epsilon] + 1546.9808 [\pm 0.0121 nm] \quad (R = 0.9992)\end{aligned}$$

4.40

Nous pouvons déterminer la loi de propagation des incertitudes pour ce cas particulier car il est possible d'expliciter la déformation. La déformation axiale vaut

$$\epsilon = \frac{mg}{SE}$$

4.41

Avec  $m$  la masse,  $g$  la constante de gravitation,  $S$  la section ( $12271 \mu m^2$ ) et  $E$  le module d'Young de la fibre optique (qui est pris égal à 72 GPa). La loi de propagation des incertitudes s'écrit :

$$\sigma_\varepsilon^2 = \sum_{i=1}^N \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right)^2 \times \sigma_{x_i}^2 \quad (4.42)$$

où les  $x_i$  sont les grandeurs de l'expression de la déformation. Nous obtenons,

$$\sigma_\varepsilon^2 = \left( \frac{mg}{SE} \right)^2 \times \left( \frac{\sigma_m^2}{m^2} + \frac{\sigma_g^2}{g^2} - \frac{\sigma_S^2}{S^2} - \frac{\sigma_E^2}{E^2} \right) \quad (4.43)$$

Dans cette expression, les écart-types sur  $S$ ,  $E$  et  $g$  ne sont pas déductibles. C'est l'incertitude sur les pesées de masse qui va se propager sur l'incertitude en déformation. Puis, l'incertitude sur la déformation est liée à l'incertitude sur la longueur d'onde et à la sensibilité.

$$\sigma_\lambda^2 = \left( \frac{\partial \lambda}{\partial \varepsilon} \right)^2 \times \sigma_\varepsilon^2 \quad (4.44)$$

Dans le cas présenté, la résolution de la balance est de 0.5 gramme. Cette incertitude sur la masse conduit à une incertitude sur la déformation de l'ordre de  $11 \mu\varepsilon$ . La reproductibilité de l'étalonnage est significativement meilleure. En effet, on obtient deux étalonnages quasiment identiques. Mais nous constatons que la valeur des sensibilités n'est pas égale à la valeur théorique de 1.2 à cause des incertitudes sur les autres paramètres notamment  $S$  et  $E$ . Ce type d'étalonnage conduit à des étalonnages en déformation moins dispersés.

Ces premiers étalonnages, nous ont conduits à envisager un dispositif d'étalonnage en température et en déformation pour un capteur FBG dans lequel la température serait la plus homogène possible et l'étalonnage en déformation ne présenterait pas les inconvénients de reproductibilité des étalonnages sur éprouvette. D'un point de vue métrologique, nous avons vu que l'étalonnage est caractérisé par trois incertitudes  $\sigma_T$  ou  $\sigma_\varepsilon$  relatif à la référence (étalon) de mesure,  $\sigma_\lambda$  relatif à la régularité de la réponse du FBG et du système d'interrogation, et  $\sigma_{KT}$  ou  $\sigma_{K\varepsilon}$  relatifs aux dispositifs d'étalonnages. Le développement du banc d'étalonnage présenté dans la suite vise à diminuer ces dernières incertitudes.

### 4.4.6 Banc d'étalonnage Température/Déformation

Le dispositif (figure 4.34) est composé d'une partie destinée à réaliser la traction de la fibre optique et une partie destinée à imposer une température au capteur de manière simultanée. Le FBG est interrogé au moyen de l'interface Labview qui pilote la source accordable Tunics et le puissance-mètre Rifocs. Un contrôleur permet de suivre la réponse de la cellule de force. Les températures sont relevées par un multimètre d'acquisition Pico-TC08 et la tension de chauffage est contrôlée par un régulateur.

#### 4.4.6.1 Composantes mécaniques

La fibre optique est maintenue aux deux extrémités par des systèmes d'ancrage mécanique. Ceux-ci sont composés de deux plans horizontaux avec deux taraudages pour placer les deux vis de fixation, l'alignement de la fibre est assuré par une rainure sur un des plans. La fibre optique étant fragile, les deux plans sont recouverts par un matériau élastomère choisi pour protéger la fibre. Le système de maintien de droite figure 4.34 est positionné sur une cellule de force. Le système de maintien de gauche figure 4.34 est situé sur une platine de translation  $(x, y)$ . Celle-ci peut être déplacée par des micromètres différentiels qui permettent d'imposer un déplacement submicrométrique de  $0,1 \mu m$  de

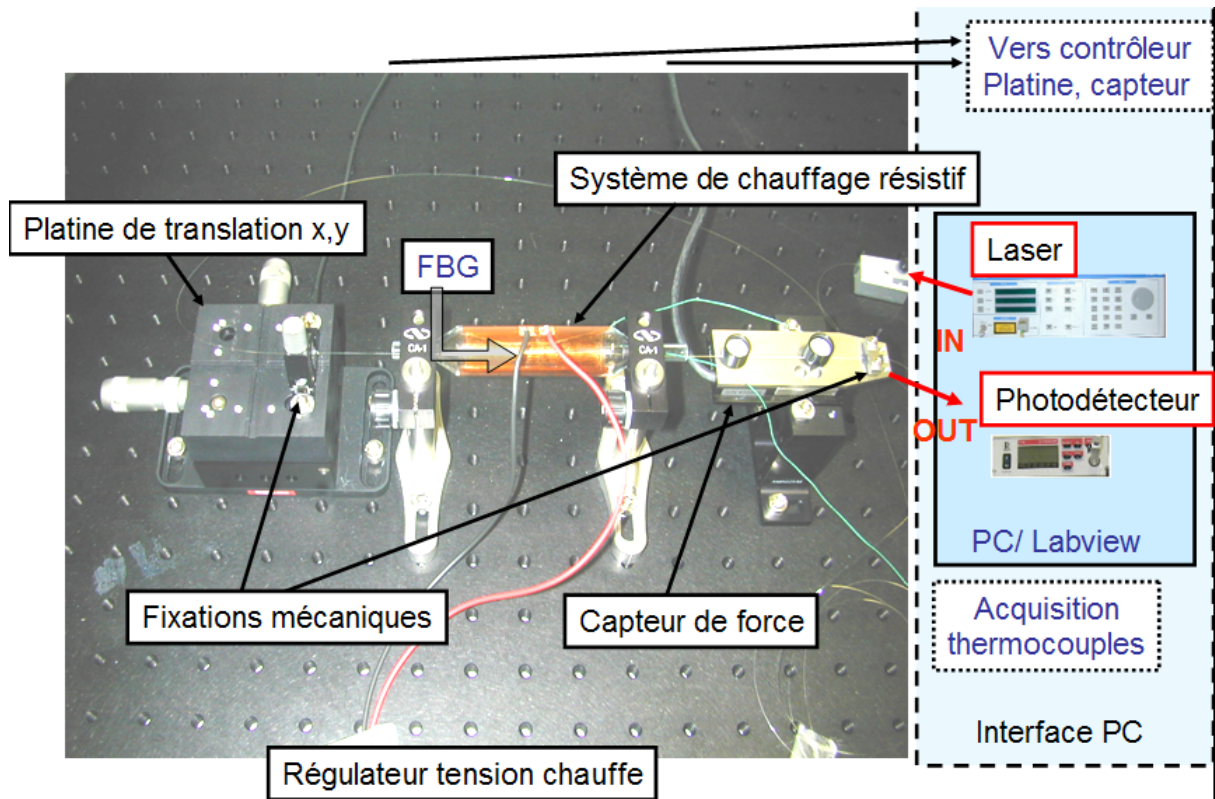


FIG. 4.34 – Banc d'étalonnage en température et déformation du capteur FBG

résolution sur une course de 5 mm. La platine est également pourvue d'une cellule piézoélectrique qui permet de réaliser des déplacements à l'échelle nanométrique sur une course de l'ordre de 50 nm. La platine est équipée d'un ressort avec une charge de 30 N garantissant la stabilité du déplacement imposé. Le montage permet donc d'imposer un déplacement à l'extrémité de la fibre optique et de relever la force induite. La cellule de force a été étalonnée avec des masses suspendues et la déformation est calculée avec la loi de Hooke.

#### 4.4.6.2 Composantes thermiques

La zone centrale de la fibre qui contient le capteur FBG est placée à l'intérieur d'un système de chauffage résistif. Celui-ci est composé d'une ampoule de verre de 10 cm de longueur, de 2 cm de diamètre et d'un film souple chauffant. L'ampoule de verre est choisie pour avoir un faible volume interne, avec des extrémités à section réduite qui permettent d'introduire aisément la fibre en limitant les convections d'air. Les films chauffants (Minco) sont souples et avec une surface rectangulaire, c'est pourquoi ils peuvent entourer l'ensemble de la surface cylindrique de l'ampoule. Les films sont constitués d'une grille de résistance électrique qui chauffe lorsqu'une tension continue est imposée à ses bornes. Le système peut chauffer avec une rampe de 30°C par minute sous une tension de 24 V et peut atteindre des température de 250°C. Le film est maintenu sur l'ampoule au moyen d'un adhésif spécifique de caoutchouc siliconé enroulé autour du film chauffant. Il garantit une bonne cohésion du film sur l'éprouvette, limitant ainsi les résistances de contact. La tension peut être contrôlée manuellement avec un générateur de tension. Un régulateur a été réalisé avec un afficheur de température. Il permet de réguler la tension dans le but d'obtenir la température de consigne. Un isolant thermique en fibre de verre est enroulé sur le dispositif chauffant pour limiter les pertes de chaleur. La température de référence est évaluée avec un thermocouple dont les fils sont enroulés autour de la fibre optique

au niveau du FBG. La jonction est soudée à l'arc, et un anneau est formé avec les deux fils pour y introduire les fibres optiques. La technique est utile car les thermocouples fixés par une colle de type cyanoacrylate ont tendance à se décoller au delà de 150°C.

#### 4.4.7 Étallonages avec le banc de micro-traction

##### 4.4.7.1 Étallonage en déformation

L'étalonnage en déformation de deux FBG réalisé au moyen du banc que nous venons de présenter est montré figure 4.35. Les droites sont très linéaires et peu dispersées. Nous retrouvons cette tendance dans les équations des droites et dans les incertitudes associées (4.45). Les incertitudes associées  $\sigma_{K_\varepsilon}$ ,  $\sigma_\varepsilon$  et  $\sigma_\lambda$  ont toutes des valeurs faibles.

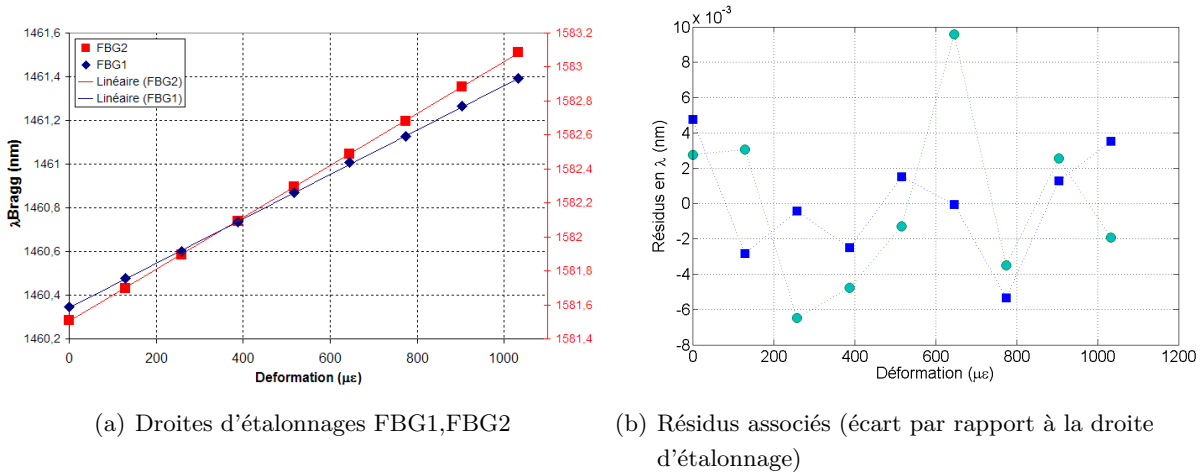


FIG. 4.35 – Étallonages en déformation avec le banc métrologique

$$\lambda_1(nm) = 1.190 [\pm 0.003pm/\mu\varepsilon] \times \varepsilon [\pm 2\mu\varepsilon] + 1460.2791 [\pm 0.0032nm] \quad (R = 0.9999)$$

$$\lambda_2(nm) = 1.305 [\pm 0.005pm/\mu\varepsilon] \times \varepsilon [\pm 3\mu\varepsilon] + 1581.5852 [\pm 0.0049nm] \quad (R = 0.9992)$$

(4.45)

##### 4.4.7.2 Étallonage en températures : non linéarité de la réponse

Deux étalonnages en températures sont représentés figure 4.36, la gamme de températures va de 22 à 240°C. Elles sont relevées à proximité du FBG au moyen d'un thermocouple placé en anneau autour de la fibre optique de manière à garantir l'intimité de la mesure thermique en toute situation. Les  $\lambda_B$  ne sont relevées que lorsque les températures sont stabilisées par palier.

$$\lambda_1(nm) = 10.974 [\pm 0.257pm/^\circ C] \times T [\pm 4.4^\circ C] + 1460.0027 [\pm 0.0485nm] \quad (R = 0.9984)$$

$$\lambda_2(nm) = 12.184 [\pm 0.215pm/^\circ C] \times T [\pm 3.3^\circ C] + 1581.2502 [\pm 0.04076nm] \quad (R = 0.9991)$$

(4.46)

Nous observons sur les deux droites d'étalonnage une non-linéarité de la réponse. Cette non-linéarité a également un impact sur les équations et les incertitudes associées  $\sigma_{K_T}$ ,  $\sigma_T$  et  $\sigma_\lambda$  (équations (4.46)). D'après ces équations, l'incertitude  $\sigma_T$  est de l'ordre de 4°C, or le système de chauffage est

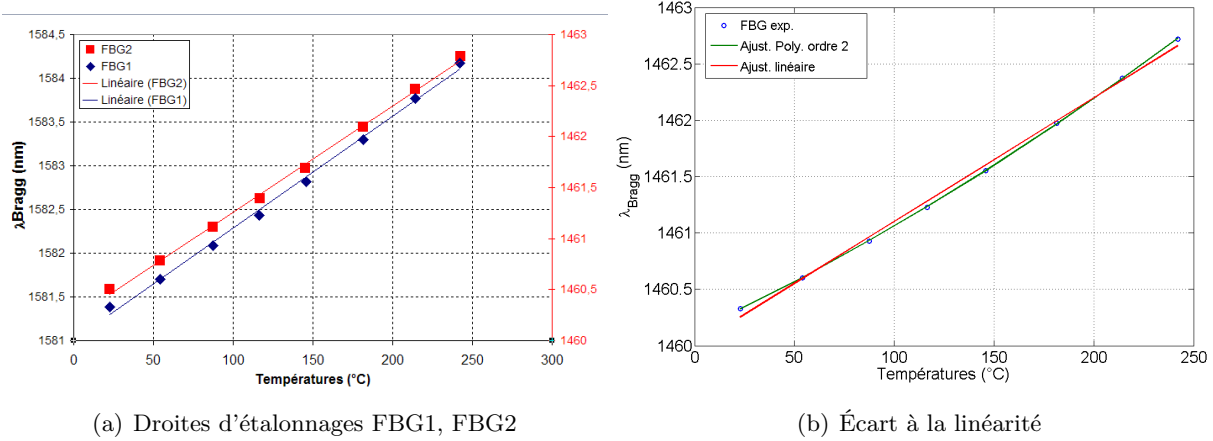


FIG. 4.36 – Étalonnages en température avec le banc métrologique

très stable et instrumenté au cours de l'ensemble de l'étalonnage. L'étalonnage en température s'est fait par palier de températures stabilisées. La stabilisation est telle que l'écart-type en température au niveau de chaque palier est inférieur à 0.1°C.  $\sigma_T=4^\circ\text{C}$  est donc grand car le modèle linéaire n'est pas adapté.

L'origine de cet écart à la linéarité trouve son explication dès lors qu'on observe l'allure du nuage des résidus de l'ajustement des droites d'étalonnage (figure 4.37). En effet, dans le cas des étalonnages pour les deux FBG, ceux-ci suivent l'allure d'une parabole.

La réponse en température ne doit pas être ajustée par une droite mais par un polynôme d'ordre supérieur ou égal à 2. Ces résultats sont en accord avec ce qui a été observé récemment dans la littérature [Pal 04] et [Mandal 05]. En effet, les auteurs ont étudié la non-linéarité de la réponse en température des capteurs FBG. Ils affirment que l'ajustement sur des polynômes d'ordre 2 voire d'ordre 3 conduit à des écarts moins importants que l'ajustement sur une droite. L'écart à la linéarité est également une source d'incertitude. En effet, le résidu quadratique moyen (racine carré de la somme des résidus aux carrés) vaut 129 pm dans le cas d'un ajustement sur une droite et décroît lorsque nous augmentons le degré du polynôme (voir tableau 4.9). De même, l'incertitude-type résiduelle  $\sigma_\lambda$  est de 48 pm pour un ajustement sur la droite linéaire mais décroît pour des ajustements sur des polynômes d'ordre supérieur. L'explication physique de ce phénomène se trouve dans la définition de

Ajust.	Equations	$\ res\ (\text{pm})$	$\sigma_\lambda(\text{pm})$
Linéaire	$\lambda = 10,97.10^{-3}T + 1460,0027$	128	48
Poly2	$\lambda = 9,96.10^{-6}T^2 + 8,31.10^{-3}T + 1460,1278$	16	6
Poly3	$\lambda = -2,08.10^{-8}T^3 + 1,82.10^{-5}T^2 + 7,41.10^{-3}T + 1460.1507$	4	1

TAB. 4.9 – Comparaisons des ajustements sur l'étalonnage en température

la sensibilité thermique qui est la sommation du coefficient opto-thermique  $\xi = \frac{1}{n} \left( \frac{dn}{dT} \right)$  et du coefficient d'expansion thermique  $\alpha = \frac{1}{\lambda} \frac{d\lambda}{dT}$ . Ces deux termes sont décrits comme tous deux non-linéaires avec la température. Un modèle est proposé par Gosh [Ghosh 95] pour la description de la non-linéarité de ces deux coefficients physiques dans le cas des verres courants dans le domaine optique. De plus, d'après [Mandal 05], la sensibilité thermique est de l'ordre de 10,2 pm/°C à 20°C et de l'ordre de 13,16 pm/°C à 500°C. D'après eux, la sensibilité varie car les coefficients opto-thermiques et de dilatation thermique dépendent de la température.

Nous pouvons conclure cette section par trois points de synthèse :

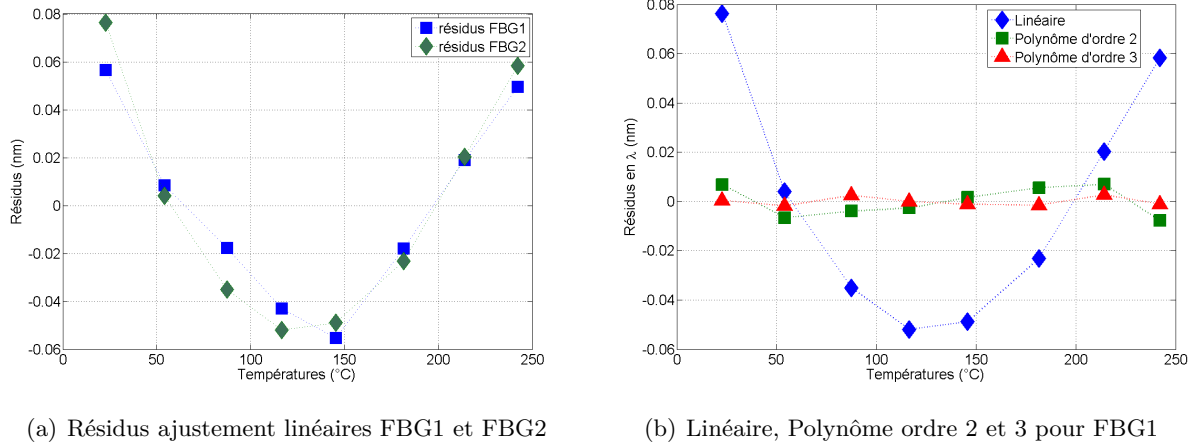


FIG. 4.37 – Résidus en longueur d'onde des étalonnages en fonction de l'ordre d'ajustement

1. D'une part, l'incertitude liée à la non-linéarité de la réponse est très conséquente, de l'ordre de  $4^{\circ}\text{C}$  sur une gamme de  $200^{\circ}\text{C}$  et  $50\text{ pm}$  en longueur d'onde.
2. La non-linéarité de la température n'a été mise en évidence que dans le cas où nous avons utilisé le banc. Dans le cas des autres dispositifs, cette non-linéarité semble se noyer dans les aléas d'étalonnage.
3. La non-linéarité de la réponse en température est révélatrice que des termes d'ordres supérieurs ne sont pas négligeables. Ces termes ont été évoqués lors de la différenciation de la longueur d'onde en fonction des deux paramètres température et déformation.

#### 4.4.7.3 Étalonnages simultanés : estimation des sensibilités croisées

On cherche à évaluer le terme croisé des sensibilités. Ce terme a été présenté dans le chapitre 2. Fréquemment, la différenciation au sens de Taylor de la longueur d'onde fait apparaître uniquement les sensibilités thermiques et mécaniques. Les termes d'ordres supérieurs et le terme croisé sont tout deux négligés dans la littérature hormis dans l'article de [Farahi 90] mais qui ne concerne pas les FBG. Le terme des sensibilités croisées est un terme supplémentaire qu'il faut évaluer expérimentalement pour voir s'il est ou non négligeable devant les autres termes. Il exprime la corrélation entre les deux coefficients. On rappelle la différenciation de Taylor donnée dans un chapitre 2,

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = K_\varepsilon\Delta\varepsilon + K_T\Delta T + K_{T\varepsilon}\Delta\varepsilon\Delta T \quad (4.47)$$

Dans cette section, nous présentons une méthode pour évaluer la sensibilité  $K_{T\varepsilon}$  et estimer l'incertitude engendrée par ce terme supplémentaire. La procédure est possible au moyen du banc que nous avons développé. En effet, il permet d'imposer simultanément température et déformation à la fibre. La sensibilité croisée s'exprime comme,

$$K_{T\varepsilon} = \frac{\partial^2\lambda}{\partial T\partial\varepsilon} = \frac{\partial}{\partial T} \frac{\partial\lambda}{\partial\varepsilon} = \frac{\partial}{\partial T} K_\varepsilon = \frac{\partial}{\partial\varepsilon} K_T \quad (4.48)$$

La sensibilité croisée peut donc s'exprimer comme la variation de la sensibilité à la déformation avec une variation de température. Elle peut aussi s'exprimer comme une variation de la sensibilité à la température avec une variation de déformation.

La procédure consiste à réaliser des étalonnages en déformation pour différentes températures fixées. On obtient les étalonnages qui sont présentés figures 4.38 (la figure de droite est obtenue ici en reportant les valeurs de la figure de gauche).

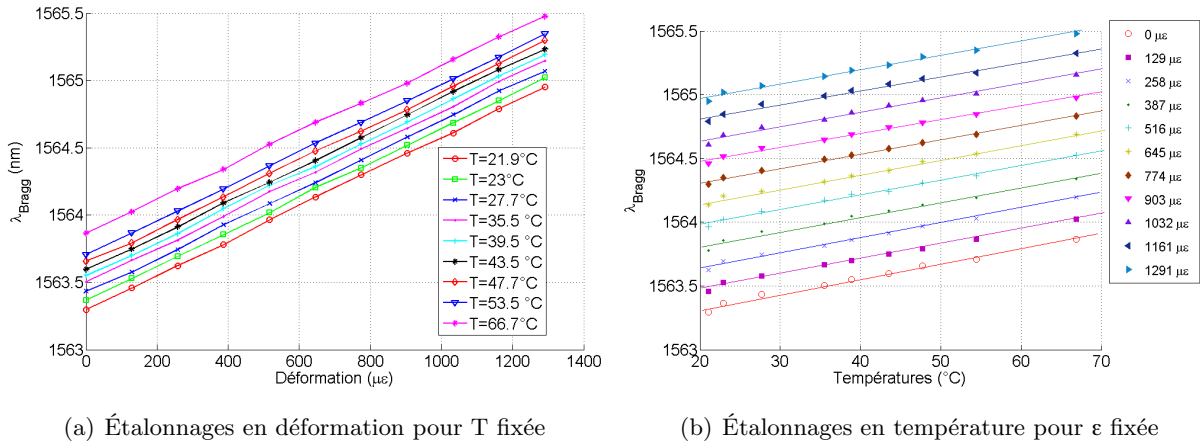


FIG. 4.38 – Étalonnages avec variation de T et ε simultanées

On évalue les sensibilités en déformation ainsi que les incertitudes associées à chaque droite d'étalonnage (à T fixée). De même, on peut évaluer les sensibilités en température pour déformations fixées. Nous obtenons le tableau 4.10.

Ce tableau permet par ailleurs de vérifier la **répétabilité des étalonnages**. En effet, les incertitudes  $\sigma_{K_\epsilon}$ ,  $\sigma_\epsilon$ ,  $\sigma_\lambda$  sont toutes du même ordre pour des étalonnages successifs. La répétabilité de l'étalonnage en déformation peut être évaluée en calculant l'incertitude-type de chaque terme d'incertitude. Ceux-ci sont de l'ordre de  $1.10^{-3}$  pm/ $\mu\epsilon$ , 1.5  $\epsilon$  et 1.5pm

T (°C)	$K_\epsilon$ (pm/ $\mu\epsilon$ )	$\sigma_{K_\epsilon}$ (pm/ $\mu\epsilon$ )	$\sigma_\epsilon$ ( $\mu\epsilon$ )	$\lambda_0$ (pm)	$\sigma_\lambda$ (pm)
21.1	1.285	0.006	5	+1563.2951	7.4
22.9	1.280	0.005	5	+1563.3635	6.1
27.7	1.281	0.007	6	+1563.4216	8.4
35.5	1.276	0.008	7	+1563.4986	9.7
38.9	1.276	0.007	6	+1563.5446	8.8
43.5	1.279	0.006	5	+1563.5885	7.2
47.7	1.276	0.007	7	+1563.6430	9.5
54.4	1.267	0.004	3	+1563.7068	4.9
66.9	1.248	0.008	8	+1563.8685	10.0

TAB. 4.10 – Étalonnages en déformation et incertitudes associées, pour différentes températures

$$\lambda \text{ (nm)} = 12,80 \cdot 10^{-3} [\pm 0,000005 \text{ nm}/^\circ\text{C}] \times T [\pm 4,773758^\circ\text{C}] + 1563,363536 [\pm 0,006113 \text{ nm}].$$

On peut représenter l'évolution de ces sensibilités (figure 4.39). Une tendance linéaire est donnée afin d'évaluer la sensibilité croisée. Le terme vaut dans les deux cas  $6,4 \cdot 10^{-4} \text{ pm}/^\circ\text{C}/\mu\epsilon$ . Ce terme doit être comparé aux sensibilités thermique et en déformation. Sur une plage de variation de  $50^\circ\text{C}$ , cela représente une variation de  $6,4 \cdot 10^{-2} \text{ pm}/\mu\epsilon$  pour la sensibilité en déformation, soit une variation de 5 % pour une sensibilité initiale de  $1,20 \text{ pm}/\mu\epsilon$ . Sur une plage de variation en déformation de 1000  $\mu\epsilon$ , la sensibilité thermique, si elle était de  $11 \text{ pm}/^\circ\text{C}$  pour une fibre libre, varierait de  $0,6 \text{ pm}/^\circ\text{C}$  soit environ 5 %. Ces variations ne sont pas négligeables. Dans le cas présenté, la sensibilité en déformation varie de 1,28 à 1,24 sur une plage d'environ  $50^\circ\text{C}$ , et la sensibilité en déformation diminue de 11,7 à  $11 \text{ pm}/^\circ\text{C}$  pour une déformation de l'ordre de 1000  $\mu\epsilon$ .

Nous pouvons conclure que l'application simultanée de la température et de la déformation nécessite une prise en compte de la variation de chaque sensibilité en fonction des autres paramètres.



Lorsque l'étendue des mesures est restreinte, nous pouvons admettre que chacune est constante. Lorsqu'un des paramètres est fixe, les approximations au premier ordre sans le terme de croisées température/déformation sont admissibles. Allsop et al. [Allsop 02] estiment la sensibilité croisée pour les multiples ordres de diffraction des LPG à  $8,3 \cdot 10^{-4}$  pm/°C/με, environ 100 fois plus faible que celle que nous avons trouvée.

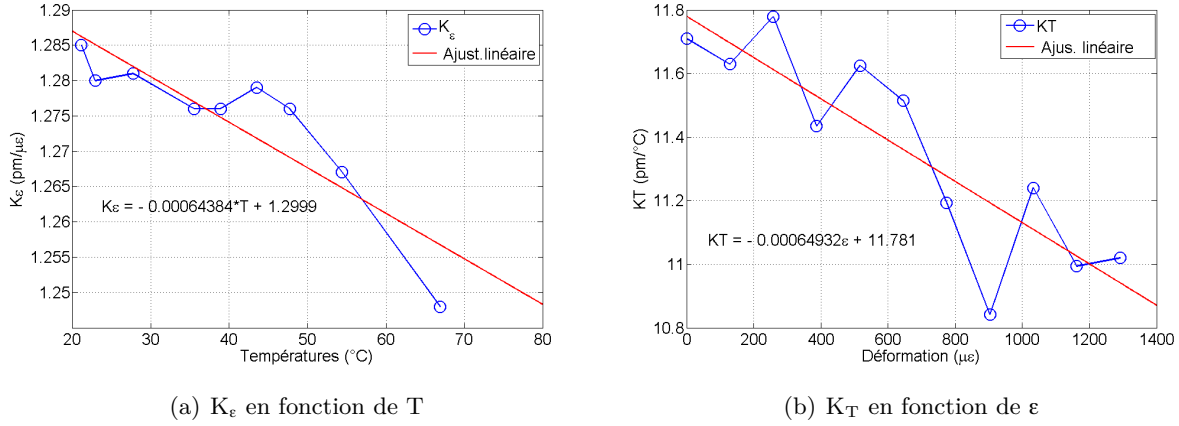


FIG. 4.39 – Évolution des sensibilités en fonction du paramètre tiers

#### 4.4.7.4 Loi de propagation prenant en compte le terme croisé

Il devient alors possible de ré-exprimer l'expression de la loi de propagation des incertitudes que nous avons donnée dans la section 4.4.3 pour qu'elle prenne en compte la contribution de l'incertitude sur la longueur d'onde du terme croisé.

$$\sigma_\lambda^2 = K_T^2 \cdot \sigma_T^2 + K_\epsilon^2 \cdot \sigma_\epsilon^2 + \overbrace{T^2 \cdot \sigma_{KT}^2 + \epsilon^2 \cdot \sigma_{K\epsilon}^2}^{\text{contrib. sensibilité croisée}} + \theta(K_{T\epsilon}) \quad (4.49)$$

On cherche à évaluer le terme  $\theta(K_{T\epsilon})$ , il n'est pas calculable directement. Mais la sensibilité croisée équivaut à une modification des sensibilités thermiques et à la déformation prises individuellement. Cette modification peut alors s'exprimer comme une ré-écriture des sensibilités,

$$K'_T = K_T + K_{\epsilon T} \cdot \epsilon \quad (4.50)$$

et,

$$K'_\epsilon = K_\epsilon + K_{\epsilon T} \cdot T \quad (4.51)$$

On substitue les expressions  $K_T$  et  $K_\epsilon$  par ces nouveaux termes  $K'_T$  et  $K'_\epsilon$  dans la loi de propagation des incertitudes.

$$\sigma_\lambda^2 = [K_T + K_{\epsilon T} \cdot \epsilon]^2 \cdot \sigma_T^2 + [K_\epsilon + K_{\epsilon T} \cdot T]^2 \cdot \sigma_\epsilon^2 + T^2 \cdot \sigma_{KT}^2 + \epsilon^2 \cdot \sigma_{K\epsilon}^2 \quad (4.52)$$

En développant cette expression, on peut identifier ainsi  $\theta(K_{T\epsilon})$ ,

$$\theta(K_{T\epsilon}) = [\epsilon^2 \cdot K_{\epsilon T}^2 + 2 \cdot K_{\epsilon T} \cdot K_T \cdot \epsilon] \cdot \sigma_T^2 + [T^2 \cdot K_{\epsilon T}^2 + 2 \cdot K_{\epsilon T} \cdot K_\epsilon \cdot T] \cdot \sigma_\epsilon^2 \quad (4.53)$$

L'incertitude associée à la sensibilité croisée se calcule alors en évaluant ce terme qui vaut environ 1,6 pm pour  $T=100^\circ\text{C}$  et une déformation de 1000 με avec  $K_{T\epsilon}=6,4 \cdot 10^{-4}$  pm/με/°C. On peut le comparer aux incertitudes  $\sigma_\lambda$  calculées pour les étalonnages en température et déformation seules qui

sont de l'ordre de 4 pm. Lorsque l'on applique la loi de propagation corrigée, l'incertitude en longueur d'onde pour des mesures simultanées en température et déformation est de l'ordre de 8 pm dont une contribution de l'ordre de 1,6 pm due à la sensibilité croisée, et environ 6 pm qui provient des contributions des incertitudes associées aux étalonnages pris individuellement.

### 4.5 Dérive du FBG due au "traitement" thermique

Lorsque le réseau de Bragg est photo-inscrit, son état n'est pas stable. Nombre de travaux traitent du décalage vers l'UV des FBG [Kashyap 99], [Erdogan 94] ou [Triques 03] plus récemment. Une cuisson thermique est nécessaire pour stabiliser le réseau de Bragg [Kashyap 99]. Le traitement consiste à placer le FBG à une température de l'ordre de 210°C pendant plusieurs heures jusqu'à la stabilisation du spectre.

Nous avons placé les FBG à une température de 212°C. La durée de la cuisson, dans le cas présenté, est de 10000 secondes (environ 2,8 heures). Au cours de la cuisson, la température et le spectre de Bragg sont relevés toutes les 10 minutes. La température est stable et ne fluctue pas de plus de 0.15°C sur toute la durée de la cuisson. Les spectres de Bragg sont reportés figure 4.40. On observe une modification de la forme du spectre. De plus, la hauteur et la largeur du pic ont tendance à diminuer ainsi que  $\lambda_B$ . L'évolution de  $\lambda_B$  au cours de la cuisson est représentée figure 4.41. Les courbes

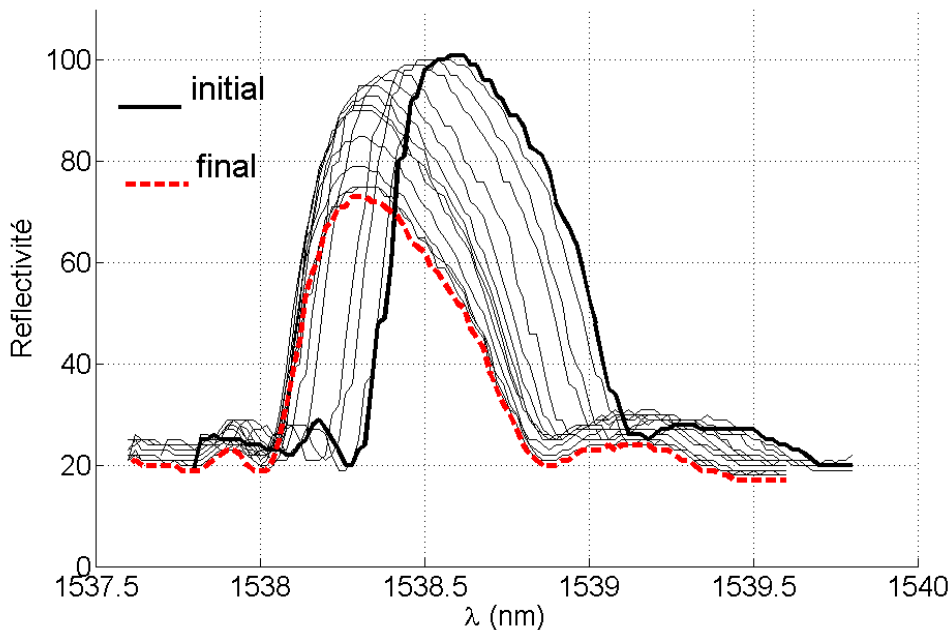


FIG. 4.40 – Évolution du spectre FBG au cours du traitement thermique

suivent une tendance de loi en puissance inverse du type  $1/(1 + At^\alpha)$  comme indiquée par Kashyap [Kashyap 99]. On voit qu'à partir d'environ 6000 secondes,  $\lambda_B$  semble se stabiliser.

Les écarts entre  $\lambda_B$  final et initial sont de l'ordre de 293 pm. Cet écart est considérable car cela correspond à une erreur de 30°C pour une mesure de température. De même, cela représente une évolution de la sensibilité thermique  $K_T$  de 10 pm/°C au début jusqu'à 9 pm/°C après traitement. D'un point de vue métrologique, les deux termes d'erreur qui auront un impact sur les mesures sont : l'incertitude qui correspond à l'écart maximal  $\lambda_B$  entre les états avant et post-traitement thermique, et l'écart-type sur les  $\lambda_B$  à partir du seuil où cette valeur est supposée stable. Le seuil est atteint au

bout de 6000 secondes, soit environ 1,7 heures.

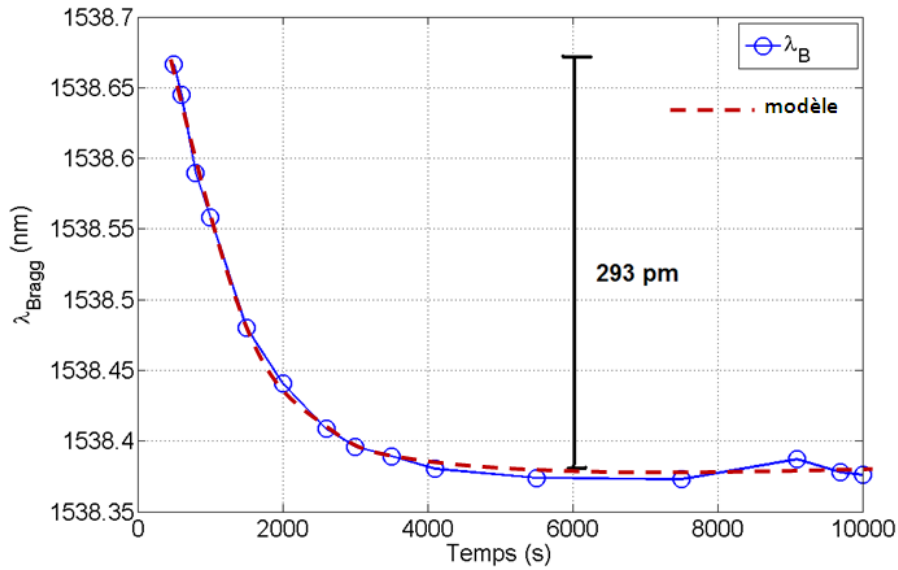


FIG. 4.41 – Évolution de la longueur d’onde de Bragg au cours du traitement thermique

La figure 4.42 présente l’évolution de la réflectivité maximale  $R_{max}$  et de la largeur du spectre. Il ne semble pas apparaître, sur la courbe de  $R_{max}$ , d’asymptote, la réflectivité diminuant de manière à peu près linéaire avec le temps. Les courbes présentent une diminution progressive comparable au phénomène inverse de la fabrication du FBG. Un FBG est semblé limité par une durée de vie. Des travaux plus détaillés traitant du vieillissement accéléré et de la durée de vie sont donnés en référence par [Kashyap 99]. Ces travaux sortent de notre contexte d’étude. Nous pouvons conclure cette section

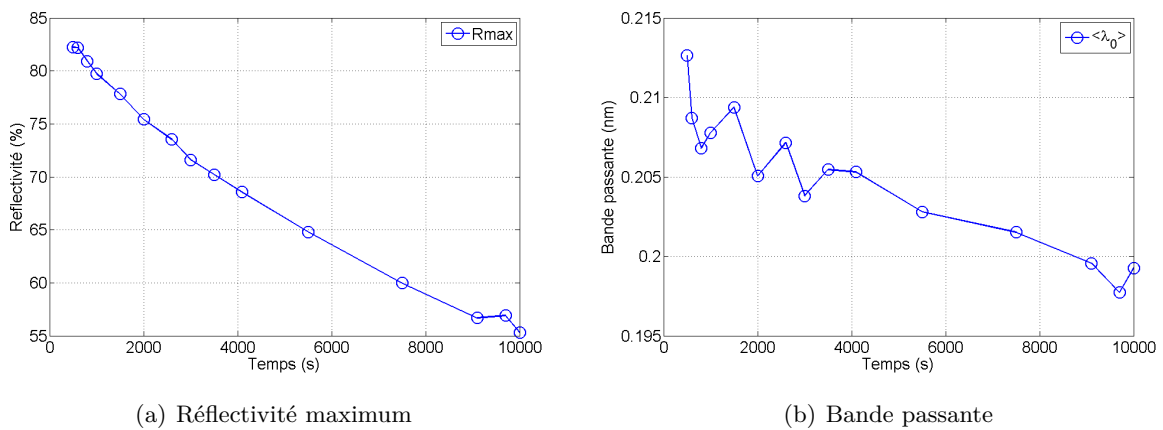


FIG. 4.42 – Évolution des paramètres du spectre au cours du traitement thermique

en résumant les points importants :

1. D’une part, le FBG après fabrication doit être stabilisé pour une utilisation à 200°C par une cuisson thermique approprié. Sinon les incertitudes associées sont considérables, de l’ordre de 300 pm soit 30°C d’erreur sur une plage de 200°C.
2. Après traitement, il y a une stabilisation et on retrouve dans les incertitudes en longueur d’onde principalement les incertitudes associées aux conditions d’échantillonnages du spectre.
3. Progressivement, avec la cuisson, les performances du FBG se dégradent (diminution de la ré-

flectivité et de la largeur du spectre). Ceci conduit nécessairement à un accroissement apparent des incertitudes.

### 4.6 Conclusion et bilan global des incertitudes

---

Nous avons vu que des incertitudes existent à plusieurs niveaux : au niveau du système d'interrogation (section 4.2), au niveau du traitement de l'information (section 4.3), au niveau de l'étalonnage (section 4.4) et également au niveau de la dérive du FBG (section 4.5). Les ordres de grandeur des incertitudes associées à chaque source d'incertitudes sont différents. C'est la raison pour laquelle nous allons reporter dans un tableau récapitulatif (4.11) l'ensemble des incertitudes ainsi que leur ordre de grandeur. Les incertitudes sont données en longueur d'onde tout au long de ce chapitre. Pour obtenir les incertitudes en températures ou déformation, il faut se rappeler des sensibilités thermiques d'environ  $0.1^\circ\text{C}/\text{pm}$  et en déformation d'environ  $1\mu\epsilon/\text{pm}$ .

#### Montages d'interrogation des FBG

Au premier niveau, l'incertitude de mesure de la longueur d'onde **est dépendante du matériel** qui constitue le système d'interrogation. Les systèmes pour interroger les FBG sont variés, nous en avons fait une revue au début de ce chapitre. Du choix du système dépend la qualité des spectres. L'exactitude (ou la "précision") du système est définie au moyen des deux incertitudes types de justesse et de fidélité. Dans le cas du système source accordable Tunics/Rifocs et de l'Advantest, on trouve une incertitude en justesse de 50 pm pour l'Advantest (en considérant la Tunics comme référence) et une incertitude en fidélité pour la Tunics de l'ordre de 5 pm. L'incertitude de fidélité constitue une part importante (de 15 à 30 %) de l'ensemble des incertitudes (voir diagramme figures 4.43, 4.44 et 4.45).

#### Au niveau du traitement du spectre

La valeur des  $\lambda_B$  est dépendante des méthodes d'extraction et des conditions d'acquisition du spectre que sont l'échantillonnage, la fenêtre de la plage d'acquisition et le niveau de bruit. Les erreurs associées à ces conditions spectrales sont quantifiées par des erreurs maximales, des incertitudes-types et des erreurs systématiques. Sans ajustement sur des modèles de fonction dont on extrait ensuite la valeur maxi, les incertitudes associées à l'échantillonnage et au bruit sont considérables (plus de 40 pm, et, environ 30 pm pour le bruit). Les ajustements sur des polynômes réduisent ces incertitudes mais elles demeurent encore assez importantes (environ 2 pm pour le fenêtrage, environ 30 pm pour l'excentricité, de 6 à 13 pm pour l'échantillonnage et de 1 à 3 pm pour le bruit). **La méthode du barycentre** donne des erreurs faibles (0.2 pm pour le fenêtrage, 0.7 pour l'excentricité du fenêtrage et moins de 0.2 pour l'échantillonnage, 2.6 pm pour le bruitage) et **constitue donc une méthode à la fois simple et précise**. L'ajustement à l'aide du modèle issu de la théorie des modes couplés est délicat car il n'est pas fait directement sur les paramètres de dimensionnement du spectre. Cet ajustement doit être approfondi bien que, parfois, il admette les écarts résiduels les plus faibles entre les mesures et le spectre modèle. **Les ajustements sur les fonctions gaussiennes, lorentziennes et sinus cardinal carré admettent toutes de très faibles incertitudes**. Elles constituent les méthodes qui **réduisent au mieux les erreurs** liées au traitement de l'information. Le modèle original du sinus cardinal paramétré se distingue des autres car il est proche de l'approximation du modèle théorique.

#### 4.6. CONCLUSION ET BILAN GLOBAL DES INCERTITUDES

Niveau	Définition	Ordre de grandeur
<b>Système d'interrogation</b>	Exactitude en longueur d'onde du système d'interrogation: -écart-type de justesse -écart-type de fidélité <i>Dépendent des limites technologiques du système d'interrogation</i>	- $\sigma_{\text{Justesse}} = 50 \text{ pm}$ - $\sigma_{\text{Fidélité}} = 5 \text{ pm}$  Fidélité de Tunics/Rifocs Justesse de Advantest/Tunics
<b>Traitement de l'information</b>	Extraction de $\lambda_{\text{Bragg}}$  <b>Fenêtrage</b> taille fenêtre: - $\delta_{\text{max}}$ -Ecart-type $\sigma_{\lambda}$ (pour TF>tseuil) - $\delta_{\text{sys}}$  <b>Fenêtrage</b> excentricité (à % excentricité fixé) - $\delta_{\text{max}}$ -Ecart-type $\sigma_{\lambda}$ - $\delta_{\text{sys}}$  <b>Echantillonnage</b> ( $N_{\text{pts/nm}}$ ) - $\delta_{\text{max}}$ -Ecart-type $\sigma_{\lambda}$ - $\delta_{\text{sys}}$  <b>Niveau de Bruit</b> Ecart-type en fonction du ratio Signal/Bruit  <i>L'extraction de <math>\lambda_{\text{Bragg}}</math> dépend de la méthode d'extraction</i>	- $\delta_{\text{max}}$ (de 4.3 à 19 pm) - $\sigma_{\lambda}$ (de 0.002 à 3 pm) - $\delta_{\text{sys}}$ (de 3.1 à 18 pm) (Tableau erreurs taille fenêtrage 4.3)  - $\delta_{\text{max}}$ (de 0.0059 à 139 pm) - $\sigma_{\lambda}$ (de 0.001 à 54 pm) - $\delta_{\text{sys}}$ (de 3.4 à 14 pm) (Tableau erreurs excentricité 4.4) fenêtrage e=16% du centre  - $\delta_{\text{max}}$ (de 3 à 36 pm) - $\sigma_{\lambda}$ (de 0.2 à 16 pm) - $\delta_{\text{sys}}$ (de 0 à 36 pm) (Tableau erreurs échantillonnage 4.5) 4.6  De 0,5 pm à 26 pm pour un ratio de 0.10 en fonction des méthodes extraction (Tableau erreur bruit 4.7)
<b>Etalonnage</b>	<b>Etalonnage en déformation</b> -Ecart-type sur longueur d'onde $\sigma_{\lambda}$ -Ecart-type sur la déformation $\sigma_{\epsilon}$ -Ecart-type sur la sensibilité $\sigma_{K_{\epsilon}}$  <b>Etalonnage en température</b> -Ecart-type sur longueur d'onde $\sigma_{\lambda}$ -Ecart-type sur la déformation $\sigma_{\epsilon}$ -Ecart-type sur la sensibilité $\sigma_{K_{\epsilon}}$  <b>Ecart à la linéarité en température</b> -Ecart-type résidu $\sigma_{\lambda}$  Corrélation (T/ε): Sensibilité croisée - $K_{\epsilon T}$ <i>Dépend des dispositifs d'étalonnage, de l'hétérogénéité et des conditions aux frontières</i>	- $\sigma_{\lambda} = 4 \text{ pm}$ - $\sigma_{\epsilon} = 3 \mu\epsilon$ - $\sigma_{K_{\epsilon}} = 0.004 \text{ pm}/\mu\epsilon$  - $\sigma_{\lambda} = \text{de } 4 \text{ à } 40 \text{ pm}$ - $\sigma_T = \text{de } 0.3 \text{ à } 3^{\circ}\text{C}$ - $\sigma_{K_T} = 0.05 \text{ pm}/^{\circ}\text{C}$  <i>Pour (20 &lt; T &lt; 240 °C)</i> - $\sigma_{\lambda} = 48 \text{ pm}$ (Linéaire/exp) - $\sigma_{\lambda} = 6 \text{ pm}$ (poly <sup>2</sup> /exp) - $\sigma_{\lambda} = 1 \text{ pm}$ (Poly <sup>3</sup> /exp)  - $K_{\epsilon T} = 6.4 \cdot 10^{-4} \text{ pm}/^{\circ}\text{C}/\mu\epsilon$
<b>Autres</b>	<b>Dérive dans le temps, traitement thermique</b> - $\delta_{\text{max}}$ -Ecart-type $\sigma_{\lambda}$ (▷ temps de stabilisation)  <b>Incertitudes liée à l'hysteresis (Non traité)</b>	- $\delta_{\text{max}} = 300 \text{ pm}$ - $\sigma_{\lambda}$ de 5 à 17 pm à T=200°C <i>Equivalentes aux erreurs d'acquisitions</i>

TAB. 4.11 – Tableau bilan des incertitudes

Dans ce cas, les incertitudes associées aux conditions de fenêtrage sont très faibles (moins de 0.2 pm pour la taille de la fenêtre et l'excentricité cumulées) lorsque la taille de la plage d'acquisition est supérieure à la largeur du spectre, soit la **taille de fenêtre seuil**. Il faut retenir également la valeur de  $\delta_{max}$  qui est plus représentative des erreurs que l'incertitude type. Celle-ci est réduite à environ 3 pm dans le cas des meilleures méthodes d'ajustement.

Enfin, les incertitudes associées au bruit sont de l'ordre de 0,5 pm pour un signal assez bruité (bruit jusqu'à une amplitude de 10 % du signal). Les modèles admettent les mêmes ordres de grandeur d'erreur. Les valeurs retenues dans les diagrammes données sur les figures 4.43, 4.44 et 4.45 sont environ **de 0,5 pm** pour les incertitudes associées au bruit, de **2 pm** pour les incertitudes associées à l'échantillonnage et moins de **0,2 pm** pour les incertitudes associées au fenêtrage. La contribution aux incertitudes globales est de l'ordre de 10 % pour l'échantillonnage du spectre, de 1 % pour le niveau de bruit (ratio <0,10) et moins de 0,2 % pour les incertitudes associées aux conditions de fenêtrage de l'acquisition spectrale.

Ainsi au total, la contribution aux incertitudes liées au traitement de l'information est de l'ordre de 10 %.

### Les incertitudes associées au niveau de l'étalonnage

Ces incertitudes sont définies par les incertitudes-types  $\sigma_\lambda$ ,  $\sigma_T$  ou  $\sigma_\varepsilon$  et  $\sigma_{K_e}$  ou  $\sigma_{K_T}$ . Dans le cas d'un étalonnage en déformation, nous avons vu qu'en fonction des moyens d'étalonnage, les incertitudes associées sont variables. Nous avons vu que dans le cas d'un étalonnage sur éprouvette, des dispersions importantes entre étalonnages peuvent apparaître (problème de "vérité terrain" des jauges électriques). Dans le cas des poids suspendus ou de l'étalonnage sur le banc, les étalonnages admettent des incertitudes en longueur d'onde  $\sigma_\lambda$  qui sont de l'ordre de 4 pm. Elles sont dues aux incertitudes sur les déformations qui sont de l'ordre de  $3\mu\varepsilon$  dans de très bonnes conditions. C'est une valeur considérable par rapport aux incertitudes sur le système d'interrogation et sur le traitement de l'information. Le diagramme 4.43 met en relief que plus de 50 % des incertitudes de mesures de déformations sont liées aux incertitudes associées à l'étalonnage, environ 30 % au système d'interrogation et le reste au traitement de l'information. Les étalonnages en température sont plus dispersés (voir tableau 4.11). D'une part, à cause des conditions d'hétérogénéité spatiale de température et de non-linéarité de la réponse en température et d'autre part, à cause de la dérive dans le temps due à la sollicitation thermique du FBG (surtout avant recuit). Les incertitudes  $\sigma_\lambda$  sont de l'ordre de 4 pm à 40 pm et  $\sigma_T$  est de l'ordre de 0,3°C à 3°C. On retiendra pour la contribution aux incertitudes globales la valeur de 4 pm lorsque l'incertitude en température  $\sigma_T$  est réduite à moins de 0,3°C. On reportera ces 4 pm d'incertitudes dans le diagramme figure 4.44. Le banc métrologique a permis de mettre en évidence la non-linéarité de la réponse en température (sur une gamme de 20 à 240°C) qui peut induire un écart-type de 50 pm si on considère un ajustement par une droite et peut descendre jusqu'à 1 pm dans le cas d'un ajustement par un polynôme d'ordre 3. Ces écarts à la linéarité sont très importants, c'est pourquoi il faut les prendre en compte en ajustant l'étalonnage en température, sur des larges étendues de mesure, sur des polynômes d'ordre supérieur. Nous retiendrons une incertitude de 2 pm pour la non-linéarité de la réponse en température.

Enfin, il a été montré aussi que le FBG présente une **dérive thermique** non négligeable. Cet effet est négligeable à température ambiante, c'est la raison pour laquelle on évoque des durées de vie supérieures à 25 ans pour les FBG à température ambiante. Mais, lorsque le FBG est à 250°C,

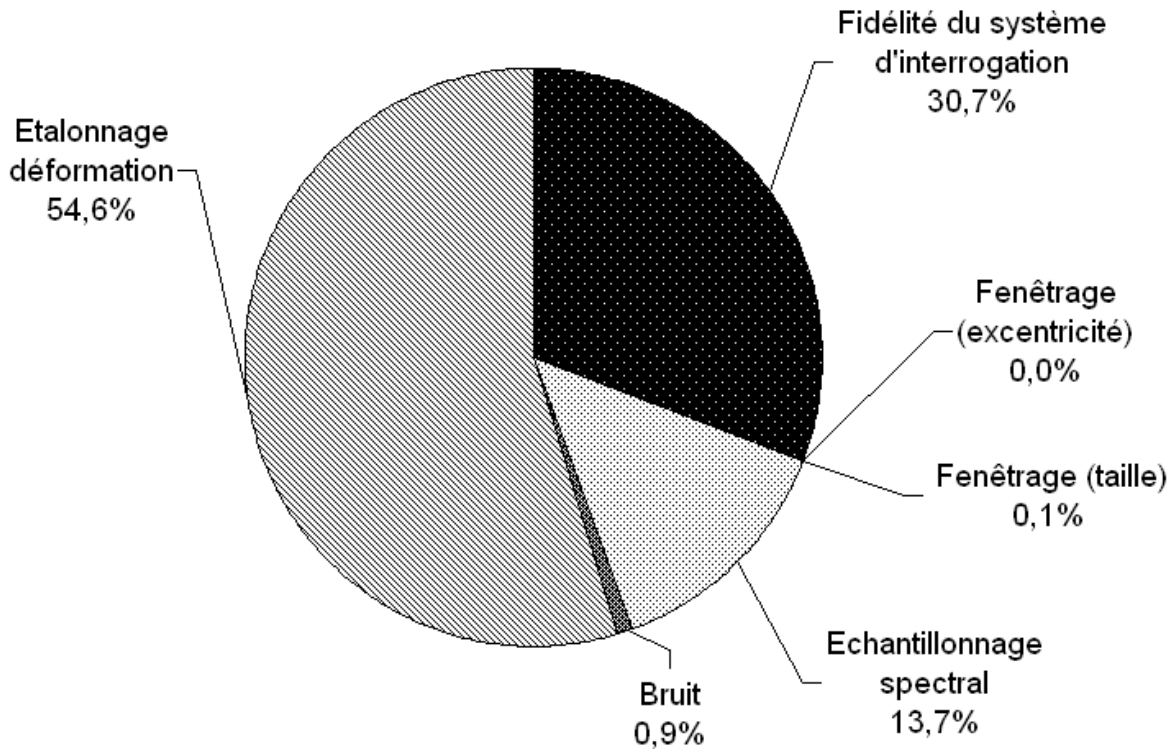


FIG. 4.43 – Répartition des sources d'incertitude dans le cas d'une mesure de déformation

l'incertitude type en longueur d'onde est de 4 pm sur une durée d'une heure environ. Nous retiendrons cette valeur pour la reporter sur le diagramme figure 4.44. Cette dérive n'apparaît pas dans le cas de la mesure en déformation. Finalement, le bilan des incertitudes associées à la mesure de température donne dans le diagramme figure 4.44 : environ 20 % des erreurs proviennent de la fidélité du système d'interrogation, 10 % du traitement de l'information, 10 % de la non-linéarité de la réponse en température, 20 % de la dérive thermique du FBG, et environ 40 % des incertitudes de l'étalonnage. Il est généralement admis que les erreurs d'hystérésis sont négligeables, mais cela mériterait d'être vérifié par une étude que nous n'avons pas faite.

Un nouveau terme d'incertitude est introduit lorsque nous envisageons des mesures simultanées de température et de déformation. Ce terme est l'incertitude causée par la sensibilité croisée. Celle-ci est reportée dans le tableau 4.11 et est de l'ordre de  $6,4 \text{ pm}/^{\circ}\text{C}/\mu\epsilon$ . Nous avons explicité sa contribution dans la loi de propagation des incertitudes corrigées pour une mesure simultanée de température et de déformation. Elle conduit à environ 1,6 pm d'incertitude en longueur d'onde pour une mesure à  $1000\mu\epsilon$  et  $100^{\circ}\text{C}$ . Ceci correspond à environ 5 % de l'incertitude globale. Le diagramme figure 4.45 fait apparaître l'ensemble des sources d'incertitude : ainsi 15 % sont dues au système d'interrogation, 26 % sont dues aux incertitudes de l'étalonnage en température, également 26 % proviennent de l'étalonnage en déformation, environ 15 % de la dérive thermique, moins de 7 % du traitement de l'information, moins de 7 % de la non-linéarité de la réponse thermique, et moins de 5 % de la sensibilité croisée.

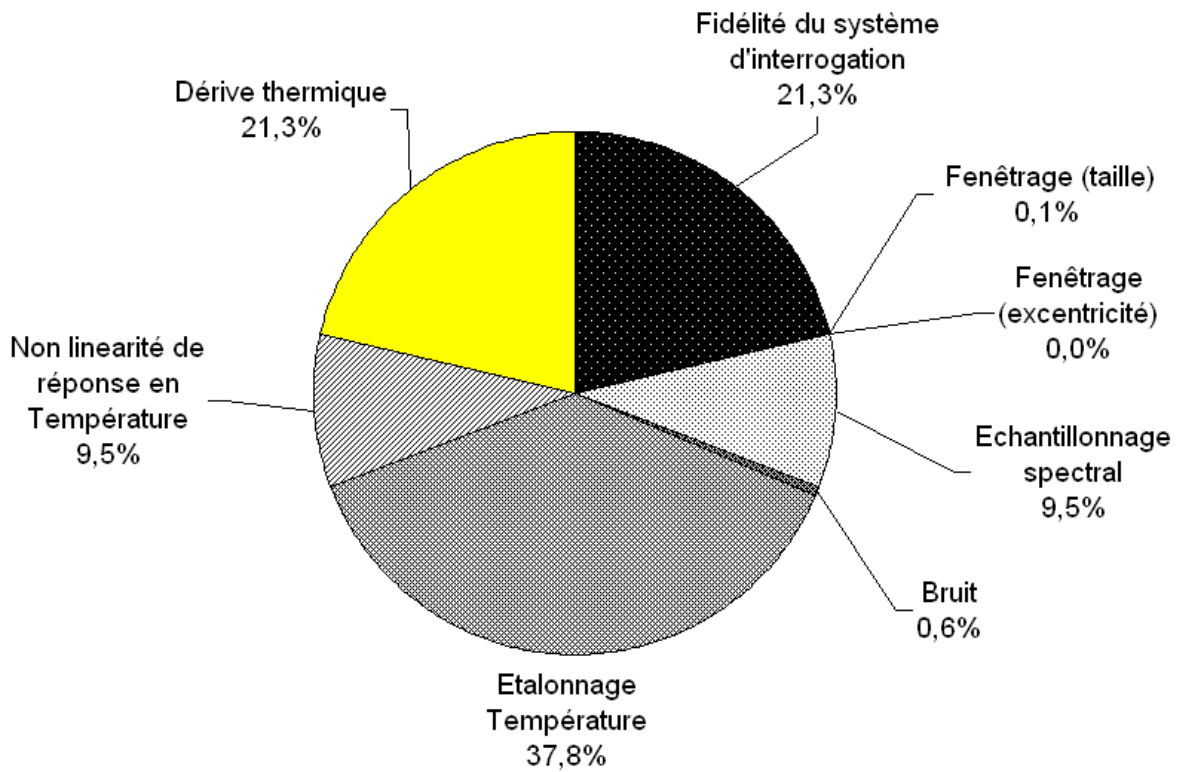


FIG. 4.44 – Répartition des sources d'incertitude dans le cas d'une mesure de température

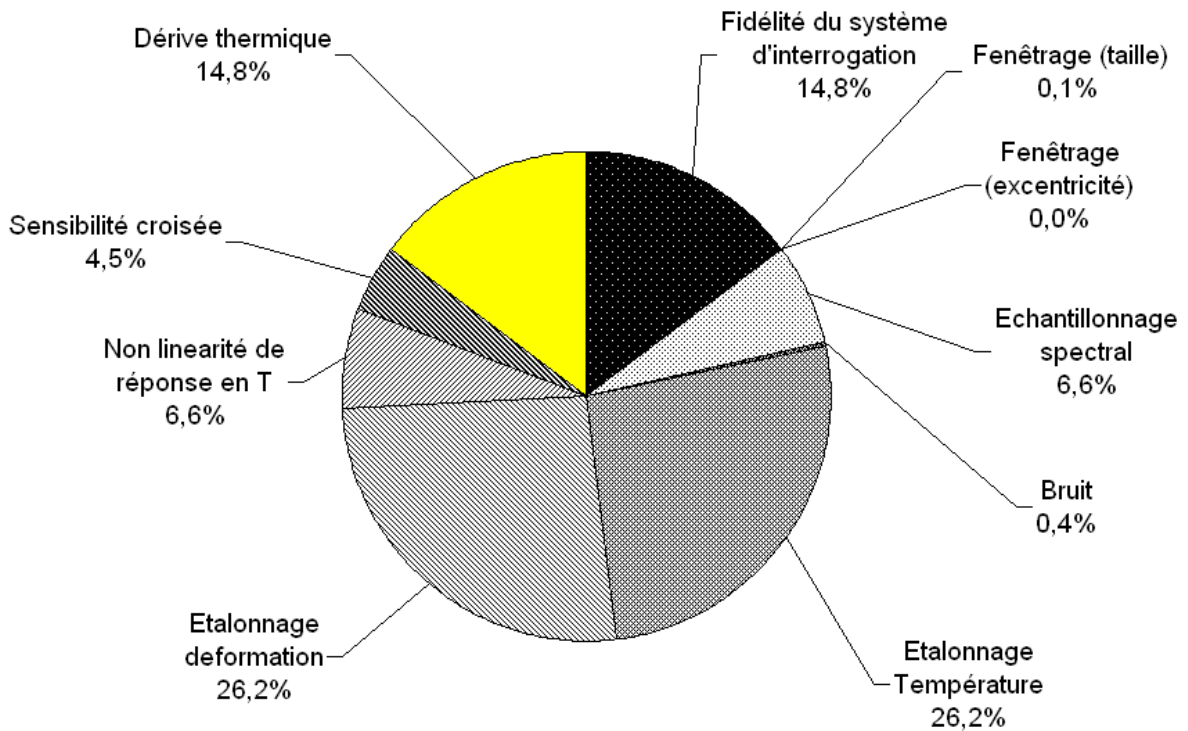


FIG. 4.45 – Répartition des sources d'incertitudes pour une mesure simultanée de température et de déformation



# 5

## Découplage de la température et de la déformation

### 5.1 Méthodes

---

#### 5.1.1 Principe général du découplage

Comme nous l'avons vu, le FBG est sensible en particulier aux variations de sa longueur dans la direction de la fibre  $z$ . Cette variation de longueur peut être considérée comme la composante  $\varepsilon_{zz}$  du tenseur des déformations de la fibre, ou plutôt la moyenne sur la longueur du FBG de  $\varepsilon_{zz}$ , soit  $\varepsilon = \frac{1}{L} \int_0^L \frac{dz}{z} dz$ . De même, la température mesurée par FBG est celle moyennée sur la portion de longueur du capteur  $T = \frac{1}{L} \int_0^L T(z) dz$ .

La déformation peut être induite par des sollicitations mécaniques ou thermiques. Les déformations d'origine thermique sont directement proportionnelles à la variation de température  $\Delta T$ . Elles sont reliées par le coefficient de dilatation thermique linéique ou volumique  $\alpha$  tel que  $\varepsilon^t = \alpha \Delta T$ . La réponse n'est pas linéaire car le coefficient de dilatation thermique n'est pas constant avec la température. Dans le cas de la fibre optique en silice, on peut se référer aux travaux de [Shelby 05] qui traitent de la non linéarité des constantes de dilatation des verres ou de [Pal 04] qui traitent de la non linéarité des réponses des FBG. Il est néanmoins admis que, dans une gamme réduite de températures, la réponse du FBG tout comme la dilatation thermique est constante.

Lorsque la structure n'est pas liée mécaniquement à l'extérieur, alors ce champ de déformation thermique ne générera pas de contrainte s'il vérifie les équations de compatibilité. On montre qu'une telle condition impose un champ de températures linéaire dans la structure. Dans le cas contraire, ou si la structure est liée mécaniquement à l'extérieur (on parle alors de dilatation contrariée), des contraintes seront générées dans le solide. Une autre façon de créer des contraintes dans la structure est de la chauffer de façon non homogène. D'une façon plus générale, lors d'une sollicitation dite "thermo-mécanique", les déformations thermiques s'ajoutent aux déformations mécaniques, elles-mêmes reliées aux contraintes par la loi de comportement du matériau. Dans le cas d'un matériau élastique linéaire isotrope, on obtient une relation entre les déformations  $[\varepsilon]$  et les contraintes  $[\sigma]$  sous la forme

$$[\varepsilon] = \frac{1 + \nu}{E} [\sigma] + \left( \alpha \Delta T - \frac{\nu}{E} \text{tr}[\sigma] \right) \cdot [I] \quad (5.1)$$

La déformation totale est la sommation de la contribution purement mécanique et celle issue d'une variation thermique. La relation entre déformation totale, déformation mécanique,  $\varepsilon^m$  et déformation thermique  $\varepsilon^t$  d'un milieu est donc :

$$\varepsilon^{totale} = \varepsilon^m + \varepsilon^t \quad (5.2)$$

On rappelle l'expression de la variation de  $\lambda_B$  où apparaissent les sensibilités opto-thermiques, cette expression ayant déjà été détaillée dans le chapitre 2 :

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = (1 - P_e)\epsilon^{totale} + (\xi + \alpha)\Delta T \quad (5.3)$$

La variation relative de longueur d'onde par rapport à une longueur d'onde initiale est également une unité homogène à une déformation, soit des mètres par mètre (ou  $\epsilon$ ). Dans cette expression, on peut faire apparaître les déformations purement élastiques et thermiques du milieu extérieur :

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = [(1 - P_e)(\epsilon^m + \epsilon^t)] + (\xi + \alpha)\Delta T \quad (5.4)$$

Les déformations d'origine thermique apparaissent à deux niveaux dans l'expression (5.4). Celle qui est notée  $\epsilon^T$  correspond à la déformation d'origine thermique et imposée par le milieu extérieur à la fibre optique. Si la fibre est nue, cette expression est nulle. La déformation thermique  $\alpha\Delta T$  correspond à la déformation physique de la fibre optique induite par une variation de température.

Le principe de découplage des grandeurs, que nous allons présenter dans la section suivante, consiste à évaluer les expressions des sensibilités mécaniques et thermiques prises individuellement, soit :

$$\begin{aligned} K_\epsilon &= \lambda_B \cdot (1 - P_e) \\ K_T &= \lambda_B \cdot (\xi + \alpha) \end{aligned} \quad (5.5)$$

L'expression de (5.4) fait apparaître une mesure fournie par le capteur  $\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B}$  et deux paramètres inconnus, la variation de température  $\Delta T$  et la déformation  $\epsilon$  (On a allégé l'expression de  $\Delta\epsilon$  en  $\epsilon$  en supposant que la déformation initiale est nulle). Cette relation signifie qu'une variation de longueur d'onde peut provenir d'une variation de température ou de déformation. Une simple variation de  $\lambda_B$  ne permet donc pas de remonter à la grandeur qui l'a induite. La solution du découplage consiste, tout d'abord, à dupliquer cette expression de (5.4) par un moyen technique externe. Lorsque nous dupliquons la relation, et en s'arrangeant convenablement, nous disposons d'un système (cf. (5.7)) avec deux variables connues (les variations en longueur d'ondes) et deux inconnues ( $\Delta T$  et  $\epsilon$ ). Le système matriciel peut alors être résolu sous certaines conditions. Dans un premier temps, la déformation totale et la température sont découplées. Dans un second temps, lorsque  $\Delta T$  est connue, la déformation purement élastique est calculée en retranchant la déformation d'origine thermique sous réserve de connaître le coefficient de dilatation du milieu.

Plusieurs hypothèses sont nécessaires pour réaliser le découplage. Nous devons considérer que les grandeurs physiques (photo-élastiques) contenues dans la sensibilité en déformation ne dépendent pas de la température. Nous devons poser comme postulat que les termes des sensibilités croisées sont négligeables. De plus, nous devons supposer que la réponse en température du capteur est linéaire. Et enfin, il faut faire l'hypothèse selon laquelle les contributions d'autres grandeurs (pression, chimique...) sont négligeables.

Les techniques de découplage proposées dans la littérature sont des techniques qui compensent l'effet thermique ou mécanique, ou dont les solutions aboutissent aux expressions de deux variations de  $\lambda_B$  de deux FBG distincts conditionnés de façon différente afin d'obtenir un système d'équations inversibles. Nous pouvons considérer deux observables  $\Delta\lambda_{B1}$  et  $\Delta\lambda_{B2}$  afin de quantifier les variations induites par le couple  $(\Delta T, \epsilon)$ , chacune serait associée à un FBG. Dans le cas de deux FBG soumis aux mêmes températures et déformations, on dispose d'un système d'équation :

$$\begin{aligned}\frac{\Delta\lambda_{B1}}{\lambda_{B1}} &= (1 - P_{e1})\varepsilon + (\xi_1 + \alpha_1)\Delta T \\ \frac{\Delta\lambda_{B2}}{\lambda_{B2}} &= (1 - P_{e2})\varepsilon + (\xi_2 + \alpha_2)\Delta T\end{aligned}\quad (5.6)$$

La relation entre les paramètres mesurés et les paramètres recherchés est du type :

$$\begin{pmatrix} \Delta\lambda_1 \\ \Delta\lambda_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} K_{1T} & K_{1\varepsilon} \\ K_{2T} & K_{2\varepsilon} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \Delta T \\ \varepsilon \end{pmatrix} = [K] \begin{pmatrix} \Delta T \\ \varepsilon \end{pmatrix}\quad (5.7)$$

Le système idéal serait la situation dans laquelle chacun des capteurs serait uniquement sensible à un des paramètres.

Dans le cas réel, la résolution du système des équations à deux inconnus  $(\Delta T, \varepsilon)$  nécessite que le déterminant de  $[K]$  ne soit pas nul. Dans ce cas, le système est inversible et on peut alors écrire les expressions du couple  $(\Delta T, \varepsilon)$  en fonction des observables des capteurs.

$$\begin{pmatrix} \Delta T \\ \varepsilon \end{pmatrix} = \frac{1}{K_{1T}K_{2\varepsilon} - K_{2T}K_{1\varepsilon}} \cdot \begin{pmatrix} K_{2\varepsilon} & -K_{1\varepsilon} \\ -K_{2T} & K_{1T} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \Delta\lambda_1 \\ \Delta\lambda_2 \end{pmatrix}\quad (5.8)$$

#### 5.1.1.1 Incertitudes et critère de qualité du découplage

En pratique, le conditionnement de la matrice se vérifie plutôt avec l'estimation des erreurs de mesures induites par le système. Si les erreurs de mesures en température ou en déformation sont trop importantes, alors on considérera que le système est mal conditionné. On suppose que les mesurandes  $\Delta\lambda_1$  et  $\Delta\lambda_2$  admettent une erreur de mesure  $\delta\lambda_1$  et  $\delta\lambda_2$ .

On obtient donc,

$$\delta T = \frac{K_{2\varepsilon}\delta\lambda_1 + K_{1\varepsilon}\delta\lambda_2}{|K_{1T}K_{2\varepsilon} - K_{2T}K_{1\varepsilon}|}\quad (5.9)$$

Et,

$$\delta\varepsilon = \frac{K_{2T}\delta\lambda_1 + K_{1T}\delta\lambda_2}{|K_{1T}K_{2\varepsilon} - K_{2T}K_{1\varepsilon}|}\quad (5.10)$$

Le découplage du capteur repose sur la détermination de la matrice des sensibilités  $[K]$ . Les coefficients  $K_{1T}, K_{1\varepsilon}, K_{2T}, K_{2\varepsilon}$  s'obtiennent en amenant à une situation idéale artificielle. Cette situation est obtenue en maintenant une des grandeurs  $T$  ou  $\varepsilon$  constante par une procédure d'étalonnage de chaque grandeur. Lorsque les termes de cette matrice des sensibilités sont obtenus, en mesurant les deux décalages  $\Delta\lambda_1$  et  $\Delta\lambda_2$ , on peut remonter à la température et à la déformation.

On peut réécrire l'expression de (5.8) de la manière suivante :

$$\begin{pmatrix} \Delta T \\ \varepsilon \end{pmatrix} = [K]^{-1} \cdot \begin{pmatrix} \Delta\lambda_1 \\ \Delta\lambda_2 \end{pmatrix}\quad (5.11)$$

Ici, la matrice des sensibilités est supposée connue (cette condition est remplie dès lors que les incertitudes sur les termes sont minimisées). Les incertitudes sur les températures et les déformations dues aux incertitudes sur cette matrice des sensibilités peuvent faire l'objet d'une autre expression qui ne sera pas donnée ici mais qui est abordée en détail par [Jin 97]. Enfin, en supposant que les incertitudes sur les longueurs d'onde sont les mêmes ( $\delta\lambda_1 = \delta\lambda_2 = \delta\lambda$ ), il est possible de donner une estimation de l'incertitude sur les températures et les déformations [Jin 97] :

$$|\delta T| \leq \frac{|\delta \lambda|}{|K_{1T}K_{2\varepsilon} - K_{2T}K_{1\varepsilon}|} \cdot \sqrt{K_{2\varepsilon}^2 + K_{2T}^2 - K_{1\varepsilon}K_{2\varepsilon} - K_{1T}K_{2T}} \quad (5.12)$$

$$|\delta \varepsilon| \leq \frac{|\delta \lambda|}{|K_{1T}K_{2\varepsilon} - K_{2T}K_{1\varepsilon}|} \cdot \sqrt{K_{1\varepsilon}^2 + K_{1T}^2 - K_{1\varepsilon}K_{2\varepsilon} - K_{1T}K_{2T}} \quad (5.13)$$

Celles-ci sont d'autant plus faibles que le déterminant est grand. Les solutions de découplage proposées dans la littérature ont pour objectif de donner un moyen d'obtenir les matrices des sensibilités les mieux conditionnées possible. La section suivante présentera une revue bibliographique des techniques de découplage proposées dans la littérature.

## 5.1.2 État de l'art des techniques de découplage

### 5.1.2.1 Découplage avec un encapsulement mécanique de référence

Le principe employé par de nombreux auteurs comme [Xu 96a] [Song 97b] [Spirin 01] [Vacher 04] et d'autres auteurs non cités ici repose sur deux FBG aux caractéristiques supposées identiques sur une même fibre optique. Le premier FBG est soumis simultanément aux deux sollicitations extérieures : température et déformation. Le second réseau, encapsulé mécaniquement, est sensible uniquement aux variations de température. Cela revient à un système (5.14) dont la sensibilité en déformation du second réseau est nulle. Les sensibilités thermiques sont identiques pour les deux réseaux.

$$\begin{pmatrix} \Delta \lambda_1 \\ \Delta \lambda_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} K_{1T} & K_{1\varepsilon} \\ K_{1T} & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \Delta T \\ \varepsilon \end{pmatrix} \quad (5.14)$$

L'isolation mécanique est obtenue en introduisant un FBG à l'intérieur d'un tube capillaire en bout de fibre. La fibre, n'étant fixée que d'un seul côté, est libre mécaniquement. Vacher [Vacher 04] a employé un tube capillaire en bout de fibre. Song et al. [Song 97b] emploient un tube de verre et une colle époxy pour assurer la fixation. Les sensibilités obtenues sont de  $K_{1T}=9,10$  pm/°C,  $K_{1\varepsilon}=1,23$  pm/με pour le FBG1 et de  $K_{2T}= 9,10$  pm/°C et  $K_{2\varepsilon}=0$  pm/με pour le FBG conditionné dans le tube capillaire. Leurs capteurs admettent des erreurs de 5 % d'écart par rapport aux valeurs mesurées à l'aide d'une thermistance et au micromètre à vis. Le point fort de la technique est son très bon conditionnement. On pose le postulat selon lequel la température est la même au niveau des deux FBG. Il faut noter que le point faible de cette technique est l'encombrement du tube de capillaire qui est une source de risques à l'intérieur des pièces composites, ainsi qu'une résolution spatiale médiocre.

### 5.1.2.2 FBG enrobés par, ou gravés sur des matériaux distincts

Cette technique repose sur deux FBG aux caractéristiques identiques. Les sensibilités des FBG sont modifiées grâce un enrobage de ceux-ci dans un matériau admettant des propriétés élastiques ou thermiques distinctes. Iwashima et al. [Iwashima 97] ont enveloppé un FBG unique dans un tube LCP (*Liquid Crystalline Polymer*) ; polymère admettant un coefficient de dilatation négatif. La cohésion entre le tube de polymère et le FBG est assurée par une résine époxyde. Iwashima et al. [Iwashima 97] indiquent que la sensibilité du FBG sans enrobage, qui était de 10 pm/°C, est réduite à 1,3 pm/°C ; soit une amélioration de la sensibilité d'un facteur dix. Le coefficient d'expansion thermique du FBG (indiqué f), enrobé par la résine (indiqué r) et par le tube (indiqué l), est donné par :

$$\alpha_{enrobé} = \frac{E_f S_f \alpha_f + E_r S_r \alpha_r + E_l S_l \alpha_l}{E_f S_f + E_r S_r + E_l S_l} \quad (5.15)$$

Où  $E$  correspond au module de Young,  $S$  la section et  $\alpha$  le coefficient de dilatation thermique. Le capteur FBG ainsi réalisé est quasiment insensible à la température. Il peut être utilisé seul comme capteur de déformation. Au lieu de modifier la sensibilité par un enrobage de matériau, Jung et al. [Jung 00] ont fixé un des FBG sur une plaque métallique qui admet un grand coefficient d'expansion thermique.

Liu et al. [Liu 03] ont proposé un découplage reposant sur deux FBG dont l'un est inscrit sur une fibre optique en silice et l'autre sur une fibre optique en plastique. Les sensibilités obtenues sont de  $K_{1T}=149$  pm/°C,  $K_{1\epsilon}=1,5$  pm/ $\mu\epsilon$  pour le FBG sur polymère et  $K_{2T}=10,47$  pm/°C,  $K_{2\epsilon}=1,17$  pm/ $\mu\epsilon$  pour le FBG sur silice.

Enfin, Frazao et al. [Frazão 07] ont proposé récemment une solution avec deux FBG en série. Une zone contenant un des FBG est fixée à une longue fibre optique tierce dite *dummy fibre*. Les deux FBG ont la même sensibilité thermique, mais des réponses à la traction simple différentes ( $K_{1\epsilon}=1,34$  pm/ $\mu\epsilon$  et  $K_{2\epsilon}=0,34$  pm/ $\mu\epsilon$ ). Les incertitudes annoncées sont de 2,44°C et de 13,48  $\mu\epsilon$ . Cette solution contourne la problématique de l'enrobage.

### 5.1.2.3 Découplage au moyen de FBG de diamètres distincts

Le découplage est réalisé au moyen de deux FBG gravés respectivement sur des fibres optiques de diamètres distincts soudés bout-à-bout. La technique est proposée par [James 96] mais également par [Song 97a]. James et al. [James 96] ont combiné une Corning PMF-38 de 80  $\mu\text{m}$  de diamètre, et une Spectran FS SMC-AO780B de 120  $\mu\text{m}$  de diamètre. Les sensibilités en déformation sont de l'ordre de 0,81 pm/ $\mu\epsilon$  et 0,42 pm/ $\mu\epsilon$  alors que les sensibilités thermiques sont de 6,99 pm/°C pour la fibre de 80  $\mu\text{m}$  et de 5,73 pm/°C pour la fibre de 120  $\mu\text{m}$ . Song et al. [Song 97a] réalisent aussi ce même type de découplage au moyen de deux fibres de 165  $\mu\text{m}$  et 135  $\mu\text{m}$ . Ils observent que les sensibilités thermiques (10,65 pm/°C à  $\pm 0,005$ ) sont les mêmes pour tous les diamètres de fibres (pour 100, 135, 154 et 165  $\mu\text{m}$  sur KIST-1104). Mais, les sensibilités en déformation varient avec le diamètre de la fibre. Elles sont de 1,7 pm/ $\mu\epsilon$  pour une fibre de 135  $\mu\text{m}$  de diamètre et de 1,10 pm/ $\mu\epsilon$  pour celle de 165  $\mu\text{m}$ . Cela conduit à des incertitudes de 0,3°C et de 2  $\mu\epsilon$  pour 1 pm d'incertitude en longueur d'onde.

### 5.1.2.4 Compensation thermique sur une poutre en flexion et bilame

Des solutions basées sur des FBG fixés sur une tige en flexion sont proposées par [Zhao 00], [Tian 04], [Tian 05], et [Dong 01], les trois dernières étant des variantes. Une tige en flexion en porte-à-faux (*cantilever*) est instrumentée avec deux FBG aux caractéristiques identiques fixés de part et d'autre sur la surface supérieure et inférieure de la poutre. Lorsque celle-ci est en flexion, le FBG dans la face supérieure, mesure un effet de traction combiné avec l'effet éventuel de variation thermique, alors que le FBG dans la face inférieure, subit un effet de compression combiné avec un effet thermique. Si la poutre est équilibrée, les déformations sont de même amplitude mais de valeurs opposées en signe. Cela conduit à un système où on peut compenser l'effet de la température en soustrayant les deux expressions. Zhao et al. [Zhao 00] exploitent cette particularité pour réaliser un capteur de pression. La différence entre les deux longueurs d'onde de chaque FBG est proportionnelle à la déformation générée par la pression d'un cylindre qui active la poutre en flexion. Les FBG, étant identiques, admettent au repos un pic unique. Lorsque la pression externe augmente, le cylindre vient activer la poutre. On observe deux pics qui s'écartent d'une même valeur mais dans des directions opposées. L'écart entre les deux pics ne varie pas avec la température. Tian et al. [Tian 05] proposent une solution dérivée : une poutre avec deux bases métalliques distinctes. Dans cette solution, il y a un seul FBG

qui est conditionné sur une poutre bilame constituée de deux matériaux, dont l'un a un coefficient de dilatation thermique important (un alliage Mn-Ni-Cu) et l'autre faible (alliage Ni-Cr). Lorsqu'il y a une variation de température, la poutre fléchit et génère une déformation d'origine thermique de manière à compenser au plus près la variation de longueur d'onde de Bragg induite par la variation de température (figure 5.1). Lorsque le FBG est enrobé, on a une relation (voir chapitre 2) de la variation de longueur d'onde qui est

$$\Delta\lambda_B = [\xi + \alpha_f + (1 - P_e)(\alpha_{enrob} - \alpha_f)]\Delta T \quad (5.16)$$

Avec  $\alpha_f$  le coefficient de dilatation thermique de la fibre et  $\alpha_{enrob}$  celui du milieu d'enrobage. Si on veut qu'il y ait compensation de l'effet thermique, il faut choisir un  $\alpha_{enrob}$  tel que :

$$\alpha_{enrob} = -\frac{1}{1 - P_e}(\xi + \alpha_f) + \alpha_f \quad (5.17)$$

et donc une variation de température n'induit pas de décalage de longueur de Bragg.

Les propriétés des matériaux de la poutre bimétallique sont choisies de manière à induire une dilatation équivalente pour satisfaire cette condition. Ainsi une variation de température sur le système n'induit pas de variation de longueur d'onde du FBG. La sensibilité thermique du FBG, qui était initialement de 9,5 pm/°C, est de l'ordre de -0,4 pm/°C avec ce type de conditionnement. Le but de ces compensations thermiques est d'avoir une relation du type  $\Delta\lambda_B = 0 \times \Delta T + K_\epsilon \epsilon$ . Il n'est pas nécessaire d'avoir deux FBG.

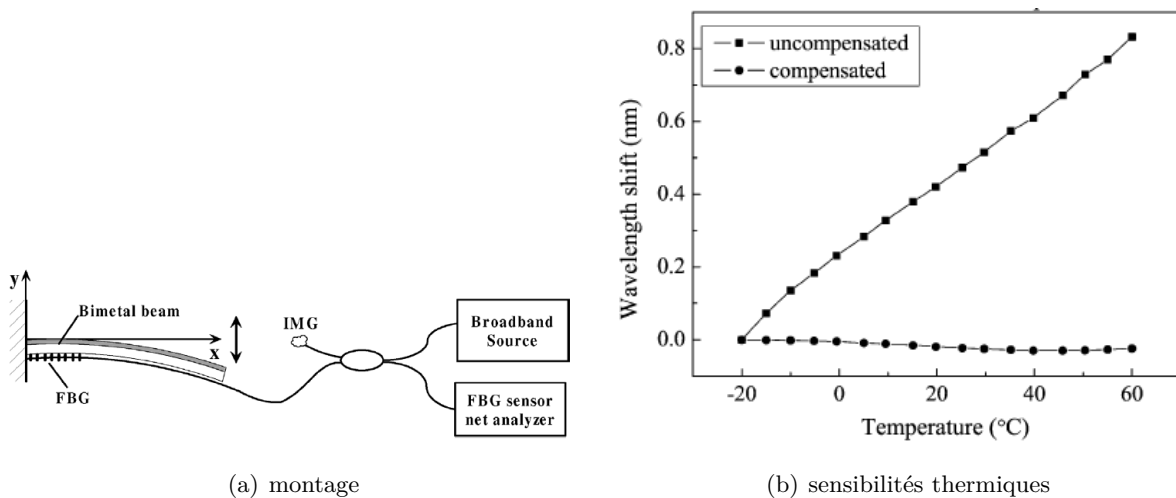


FIG. 5.1 – Compensation thermique avec une poutre bimétallique [Tian 05]

Une variante est par ailleurs proposée par [Dong 01]. Deux FBG sont placés en série, le premier est fixé sur une plaque en aluminium et le second est fixé sur une poutre à section carrée en polymère pouvant fléchir. L'intérêt de cette méthode est que le pic associé au premier FBG ne varie pas avec la flexion.

### 5.1.2.5 Découplage avec des FBG disposés spatialement en rosette

Les rosettes de FBG proposées par Magne et al. [Magne 97] et brevetées par [Ferdinand 96] sont analogues aux rosettes des jauges électriques de déformation. Comme ces dernières, leur but est de suivre sur une pièce plane les déformations dans le plan. Les FBG disposés en rosette delta (120°) ou rectangulaire (45°) permettent d'accéder aux valeurs des déformations  $\epsilon_1$ ,  $\epsilon_2$  et  $\epsilon_3$  sous hypothèses.

On peut remonter à la déformation moyenne ( $d$ ), à la composante déviatorique ( $r$ ), à l'angle alpha de déformation principale  $\epsilon_x$ , qui s'exprime en fonction des déformations dans les axes des réseaux. Enfin, on aboutit aux déformations principales  $\epsilon_x$  et  $\epsilon_y$  au moyen de relation  $\epsilon_x = d - r$  et de  $\epsilon_y = d + r$ . Bien que beaucoup plus riche en informations pertinentes qu'une simple mesure de déformation dans l'axe, le découplage  $T/\epsilon$  est délicat. [Matrat 01] suggère l'ajout d'un quatrième FBG ayant un coefficient opto-thermique distinct pour pouvoir améliorer le conditionnement de la matrice des sensibilités. Dans le cas d'une flexion 1D, le découplage nécessite de connaître a priori le comportement linéaire des trois jauges FBG en flexion sans variation de température. Une éventuelle variation de température induit alors une marche d'escalier dans les trois droites. Cette marche d'escalier est exploitée au moyen de la relation entre  $\lambda$ , déformation et la variation de température. On accède alors à la variation de température. Les erreurs annoncées par [Magne 97] sont de l'ordre de  $25 \mu\epsilon$  et de  $0,2^\circ\text{C}$ .

### 5.1.2.6 Découplage au moyen des FBG étirés ou inclinés

#### FBG à pas variable (*Chirped Fiber Bragg Grating, CFBG*)

Ce type de réseau a été présenté dans le chapitre 2. La période du réseau varie linéairement le long du réseau. Dans le CFBG présenté par [Xu 95], la section de fibre varie également de  $125$  à  $78 \mu\text{m}$ . Il admet un spectre large qui a une particularité : lorsque le CFBG est soumis à une variation de température ou à une déformation, le pic se décale comme dans le cas du FBG uniforme. Mais, d'après [Xu 95], la valeur  $B_{eff}$  de l'intégrale de l'intensité spectrale en réflexion  $R(\lambda)$  ne dépend que de la déformation et est invariant en température.

$$B_{eff} = \int_0^\infty R(\lambda, \epsilon) d\lambda \quad (5.18)$$

Lorsqu'on différencie l'expression, on fait apparaître un terme de sensibilité de l'aire du spectre par rapport à la déformation moyenne.

$$\Delta B_{eff} = \left( \int_0^\infty \frac{\partial R(\lambda, \epsilon)}{\partial \epsilon} d\lambda \right) \Delta \epsilon \quad (5.19)$$

Lorsque le CFBG est soumis à une variation de température, cette valeur est constante, alors qu'une variation de déformation fait apparaître un comportement linéaire pour des déformations allant jusqu'à  $4000 \mu\epsilon$ . C'est pourquoi le CFBG seul peut être utilisé comme jauge de déformation. Rao et al. [Rao 02b] présentent une solution de CFBG combiné avec un interféromètre de Fabry Pérot extrinsèque pour améliorer la dynamique de mesure et accéder également à la température ( $0,1 \text{ ms}$  pour une mesure de température).

#### FBG incliné (*Tilted Fiber Bragg Grating, TFBG*)

Le TFBG présente une légère inclinaison ( $1,5^\circ$ ) des franges de modulation. Sa singularité est qu'il admet, en transmission, deux pics : un  $\lambda_B$  principal et un  $\lambda_B$  associé à un mode de propagation dit fantôme (analogue au LPG). Si on note  $x$  et  $y$  les directions transverses à l'axe  $z$  de la fibre et si on admet un angle d'inclinaison  $\phi$ , alors les deux longueurs d'onde [Van Steenkiste 95] sont définies par

$$\lambda_x = \frac{2\Lambda n_x}{\cos\phi} \text{ et } \lambda_y = \frac{2\Lambda n_y}{\cos\phi} \quad (5.20)$$

où les expressions se distinguent par deux indices effectifs  $n_x$  et  $n_y$  différents pour chaque axe. L'écart entre les deux longueurs est constant et indépendant de la température. Kang et al. [Kang 98] exploitent cette particularité du réseau incliné en le combinant à un autre capteur composé de deux FBG dont l'un est encapsulé dans un tube de verre. Ils distinguent quatre pics de Bragg en transmission. Un écart, en particulier, entre les pics est indépendant de la température et représente uniquement

la contribution de la déformation. L'intérêt de cette combinaison "surabondante" est la lecture directe des températures et des déformations.

### 5.1.2.7 Découplage avec un réseau à Longue Période (LPG)

Ces réseaux (proposés et brevetés par [Vengsarkar 96] et [Bhatia 96]) ont été présentés dans le chapitre 2. Une revue sur les applications des LPG est réalisé par [James 03]. Ils présentent des singularités utiles pour le découplage : d'une part, ils sont environ deux fois moins sensibles à la déformation ( $0,5\text{pm}/\mu\epsilon$ ) et d'autre part environ cinq fois plus sensibles à la température :  $60\text{ pm}/^\circ\text{C}$ . En les combinant entre eux (SILPG) [Lee 00] ou avec des FBG classiques (type hybride : 2 FBG+LPG) [Patrick 96], et d'autres non référencés ici, on peut réaliser le découplage des effets thermiques ou de déformation. [Lee 00] présentent un capteur de température qui admet  $0,2^\circ\text{C}$  d'erreur avec une sensibilité thermique de  $55\text{ pm}/^\circ\text{C}$ . Bien que ces réseaux aient fait l'objet de nombreuses publications et brevets [Kersey 99] [DiGiovanni 97] [Krol 00], il subsiste des intérêts qui justifient les travaux dans le domaine (Thèse de S. Triolet en collaboration entre le Laboratoire Hubert Curien et le CROMeP). Le LPG présente un spectre uniquement en transmission. De plus, le pic de transmission est large et peut poser des problèmes de détection. Enfin, il est plus long que les FBG, sa taille avoisine les 10 à 50 mm, les mesures sont alors moyennées sur une plus grande longueur. Une variante de la technique de découplage est proposée par [Allsop 02], où le découplage est réalisé en exploitant le premier et second ordre de diffraction du LPG (voir plus loin).

### 5.1.2.8 Découplage basé sur les multiples ordres de diffraction

Nous avons introduit, dans le chapitre 2, les ordres de diffraction des FBG. Une solution du découplage basée sur les multiples ordres de diffraction d'un FBG est proposé dans les travaux de [Kalli 95], [Brady 97], [Echevarria 03]. Un brevet a été déposé par Sirkis et al. [Sirkis 01]. Dans [Echevarria 01], [Echevarria 03], il est expliqué les conditions nécessaires pour l'observation des multiples ordres de diffraction. Ceux-ci dépendent, en particulier, de l'exposition aux UV. La méthode suppose que les sensibilités sont distinctes pour chaque ordre de diffraction. On peut donc avoir en théorie un système d'équations indépendantes avec un seul FBG. Echevarria et al. [Echevarria 03] obtiennent les sensibilités pour deux ordres de diffraction d'un FBG :  $K_{1T}=9,70\text{ pm}/^\circ\text{C}$ ,  $K_{2T}=4,89\text{ pm}/^\circ\text{C}$  et  $K_{1\epsilon}=1,092\text{ pm}/\mu\epsilon$ ,  $K_{2\epsilon}=0,472\text{ pm}/\mu\epsilon$ . Nous pouvons calculer les incertitudes en température et en déformation résultantes de l'ordre de  $1,5^\circ\text{C}$  et  $25\text{ }\mu\epsilon$  pour une incertitude en longueur d'onde de  $1\text{pm}$ . Allsop et al. [Allsop 02] appliquent le principe de la technique sur un LPG. Les sensibilités obtenues sont  $K_{1\epsilon}=-1,461\text{ pm}/\mu\epsilon$ ,  $K_{1T}=50,9\text{ pm}/^\circ\text{C}$ ,  $K_{2\epsilon}=-0,647\text{ pm}/\mu\epsilon$  et  $K_{2T}=+25,1\text{ pm}/^\circ\text{C}$  (les  $K_\epsilon$  des LPG sont négatives parfois). Les incertitudes en température et en déformation résultantes sont de l'ordre de  $0,7^\circ\text{C}$  et  $25\text{ }\mu\epsilon$ .

### 5.1.2.9 Découplage avec des FBG superposés à longueurs d'onde distinctes

Cette technique, proposée déjà en 1994 par [Xu 94], est à la fois simple et élégante. Deux FBG admettant des  $\lambda_B$  distincts sont inscrits au même endroit. [Xu 94] ont superposé deux FBG sur une fibre optique, tel que  $\lambda_{Bragg1}=850\text{ nm}$  et  $\lambda_{Bragg2}=1300\text{ nm}$ . Les réflectivités des pics sont de 70 et 55 % et les largeurs à mi-hauteur sont de 900 pm et 450 pm respectivement. Les sensibilités obtenues sont  $K_{1T}=8,72\text{ pm}/^\circ\text{C}$ ,  $K_{1\epsilon}=0,96\text{ pm}/\mu\epsilon$ ,  $K_{2T}=6,30\text{ pm}/^\circ\text{C}$  et  $K_{2\epsilon}=0,59\text{ pm}/\mu\epsilon$ . Le bon conditionnement de la matrice des sensibilités permet l'inversion. Les erreurs annoncées sont de  $5^\circ\text{C}$  et de  $10\text{ }\mu\epsilon$ . Les



FBG sont interrogés simultanément par deux systèmes d'interrogation (car deux bandes distinctes) admettant des incertitudes en longueur d'onde de l'ordre de la dizaine de pm.

### Deux FBG superposés type I, type Ia

Shu et al. [Shu 02a] et [Shu 02b] proposent un découplage inspiré des réseaux superposés de [Xu 94] en distinguant les deux réseaux, non pas par leur longueur d'onde, mais par leur type.

Il est connu que les FBG sont classés en 4 types [Kashyap 99] : type I, Ia, II et IIa. Ils s'obtiennent avec des conditions d'expositions variables. Les types I sont des FBG classiques réalisés avec un temps d'exposition assez court et une puissance du laser peu élevée. Lorsque le temps d'exposition et la puissance du laser sont importants, le spectre du type I peut devenir un type Ia ou un type IIa (le "a" vient de *abnormal*). Lorsque les fibres ont été, au préalable, hydrogénées c'est-à-dire photosensibilisées, le FBG devient un type IIa, le décalage vers l'infra-rouge du spectre est peu important. Par contre, si la fibre n'a pas été hydrogénée alors le spectre se décale beaucoup (environ 20 nm) avec un temps d'exposition important. On obtient alors un type Ia. La distinction de ces types a un impact sur les sensibilités aux températures, notamment sur la tenue du FBG en haute température.

Dans les travaux de [Shu 02b], 24 FBG sont réalisés de manière à avoir six échantillons de chaque type. Ils sont combinés deux à deux, de manière juxtaposée, à 1 mm de distance. Les sensibilités en déformation diffèrent peu avec le type du capteur, ce qui n'est guère le cas pour la sensibilité thermique (de 11 pm/°C à 7,5 pm/°C en fonction des types).

Shu et al. [Shu 04] ont poursuivi leurs travaux dans le but d'identifier les combinaisons de paires de FBG les plus efficaces pour le découplage. Ils notent que les incertitudes, pour un schéma type Ia-IIa ou type Ia-I sans hydrogénation, sont du même ordre, soit de 0,54°C et de 4,4 µε. Mais les combinaisons type IIa-I sans hydrogénation admettraient des incertitudes plus élevées, de l'ordre de 2,3°C et de 20 µε. Les travaux de [Simpson 03] traitent du même aspect. Des FBG de type Ia et de type I sont gravés sur une même fibre optique. Le premier est obtenu avec un temps d'exposition important (le spectre est large) puis un second FBG de type I au spectre étroit est gravé à proximité du premier (à 1mm). Les deux spectres sont distants en longueur d'onde d'environ 15 nm ; soit une distance très inférieure à celle de Xu qui était de l'ordre de 500 nm. Les sensibilités obtenues sont  $K_{1T}=9,629$  pm/°C,  $K_{1ε}=0,818$  pm/µε,  $K_{2T}=8,519$  pm/°C et  $K_{2ε}=0,828$  pm/µε. Les erreurs associées au découplage sont de l'ordre de 12 µε et 1,2°C.

### Avec une fibre super-structurée de réseaux de Bragg (SFBG)

Les travaux de [Xu 94] ont très probablement inspiré les développements des réseaux dit super-structurés de [Guan 00] et [Chi 01]. Les SFBG sont une superposition de deux types de réseaux : un LPG et des FBG sur celui-ci. Ceux-ci sont configurés pour que l'ensemble de la structure se comporte comme un réseau LPG. Ainsi, le spectre en transmission admet un pic large, typique du LPG mais également des pics étroits associés à des FBG. Le système se comporte alors comme une combinaison de LPG et de FBG.

Des relations sont proposées entre variation d'amplitude du pic  $\lambda_B$  et température et déformation. [Guan 00] indiquent des incertitudes de 20µε et 1,2°C.

Les travaux de [Chi 01] reposent sur le suivi de 3 FBG contenus dans la superstructure. La méthode permettrait de découpler trois paramètres : la déformation axiale, la température et la compression transverse de la fibre ( $L_{trans}$  dans la matrice de l'équation (5.21)). Les étalonnages des trois paramètres en fonction des variations des longueurs d'onde permettent de donner la matrice des sensibilités [3x3]

associées :

$$\begin{pmatrix} \Delta\lambda_1(nm) \\ \Delta\lambda_2(nm) \\ \Delta\lambda_3(nm) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0,0110 & 8,04 \cdot 10^{-4} & 0 \\ 3,99 \cdot 10^{-2} & 1,98 \cdot 10^{-3} & 57,71 \\ 0 & 0 & 0,0139 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \Delta T \\ \varepsilon \\ L_{trans} \end{pmatrix} \quad (5.21)$$

### 5.1.2.10 Découplage basé sur des fibres optiques biréfringentes

Une fibre biréfringente admet deux indices de réfraction  $n_x$  et  $n_y$  suivant les deux directions normales à la direction de propagation  $z$ . Les fibres biréfringentes ont été développées avant l'apparition des FBG. Elles sont variées : bi-tunnel, *bow-tie*, Panda, coeur elliptique, gaine elliptique, *hi-bi*, à fossé d'indice [Ferdinand 92]. Elles diffèrent par les géométries des zones de contraintes ou zones dopées. Les deux axes de polarisation sont mis à profit dans les FBG inscrits sur fibre biréfringente pour découpler les effets de la température et de la déformation. Le principe de découplage suppose que chacun des axes admet une réponse distincte aux sollicitations externes. Deux  $\lambda_B$  sont associées, chacun propre à un des axes de polarisation

$$\lambda_{f,s} = 2n_{f,s}\Lambda \quad (5.22)$$

avec  $n_f$  l'axe *fast*,  $n_s$  l'axe *slow*. Nombre de travaux relatent de cette technique de découplage : [Sudo 97] [Haderler 99], [Ferreira 00], [Urbanczyk 01], [Chen 03], ou plus récemment [Abe 04]. Su et al. [Sudo 97] ont employé des fibres optiques Panda. [Haderler 99] réalisent le découplage sur une fibre faiblement biréfringente au moyen de mesures de longueur d'onde et d'une fréquence de battements entre les deux axes de polarisation. Les incertitudes annoncées sont de 0,04°C et 3με.

Ferreira [Ferreira 00] ont comparé les découplages par paire de FBG superposés et conditionnés de différentes manières (avec ou sans hydrogénation, en fonction du type et des codopants), et un FBG gravé sur une fibre hautement biréfringente (*Hi-Bi*) de type *bow-tie*. Ils obtiennent des sensibilités  $K_{fast T}=6,84$  pm/°C et  $K_{fast \varepsilon} = 0,743$  pm/με et  $K_{slow T}=6,49$  pm/°C et  $K_{slow \varepsilon}=0,759$  pm/με. Les incertitudes annoncées sont de 1,3°C et 13,5 με. Le découplage est également validé par des mesures simultanées des deux paramètres. D'autre part, ils concluent que le découplage au moyen d'un FBG sur une fibre optique biréfringente de type *bow-tie* est plus efficace que les paires de réseaux superposés.

Les travaux de [Urbanczyk 01] permettent d'évaluer le découplage sur une fibre *bow-tie* hautement biréfringente (HB1000) pour les modes de propagation  $LP_{01}^x$ ,  $LP_{01}^y$ ,  $LP_{11}^x$  et  $LP_{11}^y$ . Les sensibilités obtenues pour chacun des modes conduisent à la conclusion que le découplage du mode  $LP_{11}^x$  et  $LP_{11}^y$  conduit à un meilleur conditionnement de la matrice des sensibilités :  $K_{LP_{11}^x T}=6,40$  pm/°C et  $K_{LP_{11}^x \varepsilon}=0,594$  pm/με et  $K_{LP_{11}^y T}=5,95$  pm/°C et  $K_{LP_{11}^y \varepsilon}=0,592$  pm/με. Les incertitudes sont évaluées à 1°C et 1 με.

Chen et al. [Chen 03] ont gravé un FBG sur une fibre hautement biréfringente (*Hi-Bi*) en vue de découpler la pression hydrostatique d'un fluide et la température. Les sensibilités obtenues sont  $K_T^{fast}=8,8$  pm/°C,  $K_T^{slow}=9,3$  pm/°C et  $K_P^{slow} = K_P^{fast}=20$  pm/MPa. Les incertitudes sont inférieures à 1°C et 0,5 MPa. Le découplage est validé sur un panel de température/pression de -50 à 80°C et de 1 à 9 MPa.

Ce type de découplage est également confirmé par les travaux de [Abe 04] qui ont réalisé une paire de FBG superposés sur des fibres optiques hautement biréfringentes. La méthode combine deux techniques de découplage (les réseaux superposés et le découplage via la biréfringence). Ceci permet de découpler, d'après les auteurs, trois paramètres qui sont la température, la déformation principale  $\varepsilon_z$  et la déformation transverse  $\varepsilon_r$ . En tout, six sensibilités sont obtenues (3 pour chaque FBG). Le découplage est validé sur des panels de valeurs, les valeurs obtenues apparaissant cohérentes mais elles

admettraient des erreurs parfois importantes, de 1 à 40% d'erreur relative.

La technique de découplage via des fibres optiques biréfringentes est confortée par de nombreux travaux concluants. Les incertitudes obtenues sont en général très petites. De plus, les matrices de sensibilité présentent de bons conditionnements au contraire des FBG superposés sur des fibres optiques standard. Le seul inconvénient que l'on pourrait lui attribuer est sa sensibilité aux déformations transverses  $\partial\lambda/\partial\epsilon_y$  et  $\partial\lambda/\partial\epsilon_x$ . Elles sont de valeurs différentes suivant les deux directions. [Abe 04] les ont évaluées à -0,2 pm/ $\mu\epsilon$  et de -4 pm/ $\mu\epsilon$ . Cette dernière valeur est de l'ordre de la moitié de la sensibilité thermique, et environ quatre fois la sensibilité à la déformation axiale.

### 5.1.2.11 Découplage en combinant un FBG avec un interféromètre

L'interféromètre se définit comme un arrangement de miroirs semi-réfléchissants permettant d'obtenir une résonance des lumières qui y sont injectées. Différents montages sont connus en optique (Fabry-Pérot, Michelson, Mach-Zehnder, Sagnac) et ont des équivalents tout fibre. La cavité de Fabry-Pérot (FP) est composée de deux miroirs semi-réfléchissants face-à-face, séparés d'une cavité. C'est le plus intéressant des montages d'interférométrie car elle ne nécessite pas de coupleurs et de bras supplémentaires. Dans la littérature, les FP sur fibres optiques sont réalisées de trois manières. Premièrement, en plaçant un miroir en bout d'une fibre, la cavité d'air séparant la fibre du miroir est le siège de l'interférométrie FP. Deuxièmement, en mettant bout à bout deux fibres optiques, il se forme une cavité d'air à l'interface. Troisièmement, en gravant deux FBG aux mêmes longueurs d'onde en série, ceux-ci se comportent comme des miroirs qui permettent les interférences [Kanellopoulos 95].

Deux grandeurs sont pertinentes dans l'interférométrie : l'espacement entre les miroirs  $L_{cav}$  (de l'ordre de 50  $\mu\text{m}$ ) et la réflectivité  $R$  des miroirs. Trois grandeurs caractérisent les pics de résonance : la séparation en longueur d'onde des pics, la largeur des pics et la finesse (celle-ci augmente avec les réflectivités  $R$ ). La distance entre les deux miroirs est sensible aux sollicitations externes. Cette distance  $L_{cav}$  est reliée au décalage de phase  $\Delta\Phi$  par la relation

$$\Delta\Phi = \frac{4\pi}{\lambda_0} L_{cav} \epsilon \quad (5.23)$$

où  $\lambda_0$  est la longueur d'onde centrale de la source. L'interféromètre de Fabry-Pérot est donc un capteur en soit, sans FBG. Il est combiné avec le FBG soit pour apporter une information supplémentaire nécessaire au découplage, soit pour une interrogation dynamique des spectres FBG (cf section "*interrogation des FBG*" dans le chapitre 4 consacré à la métrologie).

En combinant donc la variation de phase provenant du Fabry-Pérot et la variation de  $\lambda_B$  du FBG due aux variations de température ou de déformation, il est possible d'avoir un système d'équations permettant le découplage.

Gangopadhyay [Gangopadhyay 04] a réalisé récemment une revue qui synthétise la littérature associée aux systèmes interférométriques dans la fibre optique. Dans cet article, il est mis en avant que l'intérêt du Fabry-Pérot réside dans sa forte résolution aux variations de longueurs. C'est pourquoi il est adapté aux mesures de vibrations au sein des matériaux.

Ferreira et al. [Ferreira 96] ont combiné un FBG avec un Fabry-Pérot externe en bout de fibre constitué par une cavité de 20  $\mu\text{m}$  et d'un miroir pour le découplage de la température et du déplacement. La mesure de phase du Fabry-Pérot nécessite un interféromètre de Mach-Zehnder. Les incertitudes annoncées sont de 5°C et de 1  $\mu\text{m}$  pour l'incertitude sur le déplacement. Rao et al. [Rao 97] proposent un interféromètre toute fibre composé de deux FBG gravés côte-à-côte. La phase est interrogée par un interféromètre de Mach Zehnder. Jin et Sirkis [Jin 98] proposent la combinaison

d'un FBG avec un Fabry-Pérot. Ce dernier est constitué par une cavité d'air entre deux fibres optiques mises bout à bout. A température constante, le Fabry-Pérot ne dépend que de la déformation axiale  $\varepsilon_{zz}$  alors que le FBG dépend de la déformation axiale  $\varepsilon_{zz}$  et transverse  $\varepsilon_{rr}$ . La combinaison des deux capteurs permet le découplage des deux déformations avec une incertitude de l'ordre de  $5 \mu\varepsilon$ . [Liu 97] et [Rao 02a] réalisent le découplage de la température et de la déformation au moyen d'un Fabry-Pérot externe et d'un FBG. Les spectres associés au FBG et à l'interféromètre sont suivis avec un analyseur de spectre. [Rao 02a] annoncent des incertitudes de l'ordre de  $20 \mu\varepsilon$  et de  $1^\circ\text{C}$ .

Les travaux de [Kanellopoulos 95] concernant le découplage au moyen d'un FBG combiné avec un interféromètre Mach Zehnder, peuvent se positionner parmi les solutions de découplage par multiples réseaux gravés sur fibre. Au total, dans cette solution, il y a trois FBG. L'interféromètre est constitué de deux FBG identiques ( $\lambda_B=798 \text{ nm}$ ) espacés d'une distance de  $2 \text{ cm}$ . L'ensemble (*Rocking*) se comporte alors comme un FBG avec une longueur de résonance singulière qui a un comportement supposé distinct en réponse à la température et aux déformations par rapport au FBG seul qui est à  $\lambda_B=837 \text{ nm}$ . Les sensibilités obtenues par [Kanellopoulos 95] sont  $K_T^{\text{FBG}}=8,8 \text{ pm}/^\circ\text{C}$  et  $K_\varepsilon^{\text{FBG}}=0,8 \text{ pm}/\mu\varepsilon$  et  $K_T^{\text{Rocking}}=-2,56 \text{ pm}/^\circ\text{C}$  et  $K_\varepsilon^{\text{Rocking}}=-2,17 \text{ pm}/\mu\varepsilon$ . La méthode conduit à des incertitudes de  $1,5^\circ\text{C}$  et de  $165 \mu\varepsilon$  avec un système d'interrogation admettant une incertitude de  $10 \text{ pm}$  en longueur d'onde.

En conclusion, bien que ces systèmes admettent de bonnes résolutions (avec cependant une résolution spatiale médiocre), ils sont, d'une part, plus complexes à mettre en oeuvre et, d'autre part, ils exigent des systèmes d'interrogation plus sophistiqués et plus stables que ceux des autres découplages. Par exemple, l'ajout d'une unité interférométrique de Mach-Zehnder est nécessaire pour interroger avec précision le spectre d'un Fabry-Pérot fibré. Enfin, leur efficacité par rapport au découplage est moins flagrante que les précédentes techniques que nous avons présentées.

#### 5.1.2.12 Autres méthodes de découplage : distinction grâce au dopage, matériau thermo-chromique

##### Dopages Germanosilicate/Germanosilicate-Bore

Cavaleiro et al. [Cavaleiro 99] proposent un capteur qui exploite l'effet d'un élément dopant sur la sensibilité thermique. Deux fibres optiques contenant chacun un FBG sont soudées bout-à-bout. Le premier FBG est gravé ( $\lambda_B=1280 \text{ nm}$ ) sur une fibre en Germanosilicate (Siecor SMF1528 6 mol% de GeO) et le second est gravé ( $\lambda_B=1300 \text{ nm}$ ) sur une fibre Germanosilicate dopé en bore (Fibercore PS1500, 10% GeO<sub>2</sub> et environ 15% de B<sub>2</sub>O<sub>3</sub>). Les sensibilités thermiques et en déformation, obtenues pour chaque FBG, sont  $K_T^{\text{Ge}}=8,43 \text{ pm}/^\circ\text{C}$  et  $K_\varepsilon^{\text{Ge}}=0,969 \text{ pm}/\mu\varepsilon$  et  $K_T^{\text{GeB}}=7,37 \text{ pm}/^\circ\text{C}$  et  $K_\varepsilon^{\text{GeB}}=0,942 \text{ pm}/\mu\varepsilon$ . Les incertitudes annoncées sont de  $2,2^\circ\text{C}$  et de  $18,4 \mu\varepsilon$ . [Cavaleiro 99] indiquent que le conditionnement de la matrice des sensibilités pourrait être amélioré en augmentant la concentration en bore de la seconde fibre. La méthode présentée semble simple, cependant, la relation entre le niveau de dopant et l'effet sur les sensibilités thermiques n'est pas explicite. La jonction entre les deux fibres est le principal inconvénient.

##### FBG combiné avec un matériau thermo-chromique

Fernandez et al. [Fernandez-Valdivielso 02] proposent un duo hybride FBG/matériau thermo-chromique. Le matériau thermo-chromique (la lophine) est placé en bout de fibre. Un matériau thermo-chromique a la particularité de voir son indice de réfraction varier avec la température. Les lois de réflexion de Fresnel qui relient intensité et indices des milieux internes et externes sont sollicitées. Lorsque la tem-

pérature varie, le pic du FBG se translate proportionnellement à celle-ci et voit son intensité varier de façon très perceptible à cause du matériau thermo-chromique. Pour une variation de déformation, seul le FBG se translate sans qu'il y ait variation d'intensité. L'incertitude annoncée en température ( $0,3^{\circ}\text{C}$ ) est très faible. Le découplage est efficace. Les inconvénients sont la mesure d'intensité et le matériau en bout de fibre qui compromet les mesures distribuées. Cette solution s'apparente à un découplage au moyen d'un thermocouple annexe au FBG avec l'avantage cependant d'être une solution toute optique.

### 5.1.2.13 Comparaison et tableau récapitulatif des différentes techniques de découplage

Nous avons reporté sur le tableau de la figure 5.1 les principales solutions de découplage, les variantes, les principales références associées ainsi que la matrice des sensibilités lorsqu'elle est donnée, et calculé les incertitudes lorsque c'est possible. En effet, certaines techniques n'y aboutissent pas nécessairement. Nous avons estimé les incertitudes en fonction de la matrice donnée. Pour faire des comparaisons, nous avons imposé à toutes les méthodes une incertitude de 1 pm dans la mesure de la longueur d'onde, les erreurs dans la 5ème colonne sont recalculées à partir des sensibilités données par les références en astérisques. Les principaux avantages et inconvénients sont reportés dans les deux dernières colonnes. La diversité de ces techniques montre que le problème est loin d'être résolu malgré les aspects concluants annoncés.

Les techniques qui apparaissent efficaces (encapsulation mécanique, enrobage de matériaux, poutres en flexion) sont peu utilisables pour les applications que nous envisageons car il est difficile de les intégrer à des structures de composites. Les dimensions des conditionnements sont trop grandes par rapport à l'échelle des fibres de renfort des composites.

Les techniques qui combinent deux FBG gravés sur deux fibres distinctes soudés bout-à-bout présentent une jonction au niveau de la soudure qui est délicate à réaliser et compromettraient probablement la tenue en traction mécanique.

Les rosettes sont adaptées pour la mesure des déformations dans le plan à température constante, et non pour le découplage.

Les réseaux à pas variables sont remarquables car ils peuvent être utilisés en tant que capteur de déformations seul, auto-compensé en température.

Les réseaux LPG sont intéressants pour leur sensibilité thermique, mais le découplage, lorsqu'il s'agit de combiner le LPG avec un autre réseau introduit une difficulté d'acquisition et de traitement de spectre FBG à des échelles distinctes. Les découplages proposant un interféromètre de Fabry-Pérot à combiner avec un FBG sont encourageants mais présentent des complexités supplémentaires. Bien que ces découplages soient déjà proposés et validés par la littérature, leur exploitation est à ce jour loin d'être au stade commercial.

Finalement, trois solutions apparaissent élégantes et prometteuses : le découplage basé sur les ordres de diffractions multiples du FBG, sur des FBG superposés et sur les fibres optiques biréfringentes. Ces dernières sont certainement les solutions les plus abouties. Mais, elles introduisent une sensibilité transverse plus importante (de l'ordre de  $-4\text{pm}/\mu\epsilon$ ) que celle d'une fibre standard à section circulaire. Les solutions basées sur plusieurs FBG superposés avec des longueurs d'onde distinctes présentent des atouts non négligeables : elles sont "ponctuelles", distribuables, relativement plus simples pour le découplage car elles ne sont pas hybrides. Les incertitudes annoncées sont de l'ordre de  $1^{\circ}\text{C}$  et de  $15\mu\epsilon$ . C'est la raison pour laquelle nous avons choisi dans notre travail la solution des réseaux superposés comme voie de recherche pour l'intégration dans les matériaux composites.

## CHAPITRE 5. DÉCOUPLAGE DE LA TEMPÉRATURE ET DE LA DÉFORMATION

Techniques	Variantes	Références	Sensibilités*	Erreurs / $\mu\text{m}$	Avantages	Inconvénients
Encapsulation mécanique	-tube de verre	[Vacher] [Song'97]* [Chiang01] [Spirin00]	$K_1T=9.10$ $K_1\varepsilon=1.23$ $K_2T=9.10$ $K_2\varepsilon=0$	$\delta\varepsilon=1\mu\text{e}$ $\delta T=0.8^\circ\text{C}$	-simple -coût -efficace	-intrusif -résolution spatiale
FBG enrobés	-tube de polymère -fixé sur deux métaux -deux natures de fibre optique -fixé sur une fibre	[Iwashima'97] [Lo'04] [Jung] [Liu'03]* [Frazao 2007]	$K_1T=149$ $K_1T=1.5$ $K_2T=10.4$ $K_2T=1.2$	$\delta\varepsilon=0.9\mu\text{e}$ $\delta T=0.06^\circ\text{C}$	-efficace -FBG unique compensé thermiquement	-intrusif -techniques d'enrobages -intégrabilité
diamètres différents	135 $\mu\text{m}$ $\varnothing$ + 160 $\mu\text{m}$ $\varnothing$	[James'96] [Song'97]*	$K_1T=10.7$ $K_2T=10.7$ $K_1\varepsilon=1.7$ $K_2T=1.1$	$\delta\varepsilon=2\mu\text{e}$ $\delta T=0.3^\circ\text{C}$	-simple -efficace	-jonction -connectique
poutre en flexion	-en // sur poutre symétrique -en // sur poutre bimétallique -en série 2 matériaux	[Zhao]* [Tian05] [Dong01]	* $K_1T=K_2T$ $K_1\varepsilon=-K_2\varepsilon$	$\delta\varepsilon=1\mu\text{e}$ $\delta T=0.1^\circ\text{C}$	- pression -déformation -efficace	-intrusif
Rosette de FBG	-triangulaire, rectangulaire	[Magne] [Matrat]		$\delta\varepsilon=25\mu\text{e}$ $\delta T=0.3^\circ\text{C}$	déformations dans le plan	-intrusif -découplage
FBG à pas variable et FBG incliné	-CFBG seul -CFBG+EFPI -CFBG+FBG -Tilted+FBGs	[Xu'95] [Rao'02] [Mandal'04]* [Kang'98]	$\frac{\partial \int R(\lambda) d\lambda}{\partial T} = 0$ $\frac{\partial \int R(\lambda) d\lambda}{\partial \varepsilon} \neq 0$	$\delta\varepsilon=28\mu\text{e}$ $\delta T=2.6^\circ\text{C}$	-compensation thermique	-mesure d'intensité -découplage ambigu
Longue Période (LPG)	-1LPG+2FBG -2 LPG -LPG silice+FBG polymère	[Patrick'96][Kersey'99] [B Lee] [Gang'03]*	$K_{LPG\varepsilon}=1.5$ $K_{LPGT}=149$ $K_{FBG\varepsilon}=1.2$ $K_{FBGT}=10.47$	$\delta\varepsilon=1\mu\text{e}$ $\delta T=0.01^\circ\text{C}$	-sensibilité thermique	-taille -transmission -découplage ambigu
Deux ordres de diffraction	- FBG (ordre 1, 2) - LPG (ordre 1, 2)	[Kalli'94], [Brady'97], [Sivanesan'99], [Echevarria'00], [Sirkis'01], [Lopez'01]* [Allsop'02]**	* $K_1T=9.7$ $K_2T=4.89$ $K_1\varepsilon=1.09$ $K_2T=0.472$ ** $K_1T=9.7$ $K_2T=4.89$ $K_1\varepsilon=1.09$ $K_2T=0.472$	$\delta\varepsilon=14\mu\text{e}$ $\delta T=1.5^\circ\text{C}$ $\delta\varepsilon=15\mu\text{e}$ $\delta T=0.1^\circ\text{C}$	-réseau unique -ponctuelle (bonne résolution spatiale)	-sources ou systèmes d'interrogation multiple
FBG longueurs d'ondes distinctes	-Superposées -Type I/IIa -En série -superstructuré  -sur fibre biréfringentes	[Xu'94]* [Shu'02]**[Shu'04][Simpson'03]*** [Guan'00][Hao'01]. [Kanellopoulos'95] [Ferreira'00]	* $K_1T=8.72$ , $K_1\varepsilon=0.96$ , $K_2T=6.30$ et $K_2\varepsilon=0.59$ . ** $K_{IIa}T=7.37$ $K_{IIa\varepsilon}=1.07$ , $K_{IIa}T=10.02$ $K_{IIa\varepsilon}=1.07$ . *** $K_1T=9.62$ , $K_1\varepsilon=0.81$ , $K_{IIa}T=8.51$ $K_{IIa\varepsilon}=0.82$ .	$\delta\varepsilon=12\mu\text{e}$ $\delta T=1.2^\circ\text{C}$ $\delta\varepsilon=4\mu\text{e}$ $\delta T=0.5^\circ\text{C}$ $\delta\varepsilon=9.6\mu\text{e}$ $\delta T=8.5^\circ\text{C}$	-ponctuelle (bonne résolution spatiale)	-deux émetteurs/ récepteurs -paramètres améliorant le découplage à définir
Biréfringence	-Panda -DFB -Hi-bi Bow-tie -Bow-tie Modes -Hi-bi -FBG superposé+Hi-Bi	[Sudo '97] [Haderl'99] [Ferreira'00]*, [Urbanczyk '01], [Chen 2003]**, [Abe 2004].	* $K_{fast}T=6.84$ , $K_{fast\varepsilon}=-0.743$ $K_{slow}T=6.49$ et $K_{slow\varepsilon}=0.759$ ** $K_{fast}T=8.8$ , $K_{slow}T=9.3$ $K_{slow}P=K_{fast}P=20$ <i>pm/Mpa.</i>	$\delta\varepsilon=1.5\mu\text{e}$ $\delta T=0.2^\circ\text{C}$ $\delta P<0.5\text{Mpa}$ $\delta T<1^\circ\text{C}$	-efficace -FBG unique -ponctuelle (bonne résolution spatiale)	-sensibilité transverse $K_{\varepsilon_T} = \frac{\partial \lambda}{\partial \varepsilon_T} = -4 \text{ pm} / \mu \varepsilon$
Interférométrie	-EFPI Cavité bout de fibre -IFPI Cavité d'air interne  -FP=deux FBG	[Ferreira'96]* [Liu'99][Rao'02] [Jin'00]  [Rao'97] [Kanellopoulos'95] [Gangopadhyay'04]	* $K_{FBGT}=2.2$ $\text{mm}/^\circ\text{C}$ , $K_{FPT}=23$ $\text{rad}/^\circ\text{C}$ $K_{FPL}=15$ $\text{rad}/^\circ\text{C}$	$\delta\varepsilon=1.25\mu\text{e}$ $\delta T=5^\circ\text{C}$	-dynamique -résolution -mesure de déplacement et de vibration	-complexité (MZ,FP) -mesure de phase -découplage
Autres	-dopages Ge/GeB -Thermochromique	[Cavaleiro'99]* [Fernandez'02]	* $K_1T=8.43$ , $K_1\varepsilon=0.969$ , $K_2T=7.37$ et $K_2\varepsilon=0.942$ .	$\delta\varepsilon=13\mu\text{e}$ $\delta T=1.6^\circ\text{C}$		-jonction -mesure d'intensité

TAB. 5.1 – Comparaison des solutions de découplage température/déformation par FBG

Cette solution étant en développement, une solution annexe est utile pour servir d'étalon de validité des mesures. Celle-ci consiste à combiner le FBG à un thermocouple qui est déjà un capteur thermique de référence. La combinaison des deux permet de donner les températures et d'extraire les déformations apparentes. Cette voie est très fréquemment utilisée, on citera comme exemple les travaux de [Mulle 07a], [Antonucci 06] et de [Sorensen 06]. Il s'agit probablement de la méthode la plus efficace sur le plan du découplage et un moyen de référence pour la validation d'une méthode tierce. Néanmoins elle semble avoir peu d'avenir pour l'intégration dans les matériaux composites.

Pour finir, notons que trois références font également une revue des différentes techniques de découplage [Jones 97], [Zhao 04], [Othonos 99] et sont susceptibles de compléter la revue présentée ici.

### 5.1.3 Découplage au moyen d'un FBG combiné avec un thermocouple

La température est relevée par le thermocouple et le FBG est sensible aux deux sollicitations : température et déformations. La déformation est extraite à partir de la relation opto-mécanique en y injectant la valeur de la température relevée par le thermocouple.

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_{B0}} = (1 - P_e)\varepsilon + (\xi + \alpha)\Delta T \quad (5.24)$$

En posant les coefficients de sensibilité  $K_T$  et  $K_\varepsilon$  :

$$K_\varepsilon = \lambda_{B0}(1 - P_e) = \partial\lambda_B/\partial\varepsilon \quad (5.25)$$

$$K_T = \lambda_{B0}(\xi + \alpha) = \partial\lambda_B/\partial T$$

Ces sensibilités doivent être déterminées au moyen d'étalonnages préalables aux mesures. Dans la suite, nous allons exprimer les déformations en fonction de ces sensibilités.

Lorsque **la fibre optique n'est pas enrobée par un milieu**, à partir de la relation (5.24), il est possible d'isoler la déformation mécanique de la fibre optique comme suit,

$$\varepsilon = \frac{\Delta\lambda_B - K_T\Delta T}{K_\varepsilon} \quad (5.26)$$

La déformation d'origine **thermique** de la fibre vaut

$$\varepsilon^T = \alpha\Delta T \quad (5.27)$$

où  $\alpha$  est le coefficient de dilatation de la fibre. Celui-ci est constant dès lors que  $K_T$  et  $\xi$  sont constants.

$$\alpha = \frac{K_T}{\lambda_{B0}} - \xi \quad (5.28)$$

$\alpha$  est constant si la fibre optique est utilisée nue.

La déformation **totale** de la fibre optique est la somme de la déformation thermique et mécanique, on peut donc l'écrire comme  $\varepsilon^{totale} = \alpha\Delta T + \varepsilon$ .

Par contre, **si le capteur FBG est noyé dans un milieu**, il faudra prendre en compte la dilatation d'origine thermique imposée par le milieu. Lorsque la fibre est enrobée dans un milieu dont les propriétés de dilatation varient dans le temps, on doit repartir de l'expression de (5.24) en ajoutant au terme de la déformation mécanique, la déformation thermique imposée par le milieu environnant le capteur FBG soit,

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_{B0}} = (1 - P_e)(\varepsilon^m + \varepsilon^T) + (\xi + \alpha)\Delta T \quad (5.29)$$

L'expression fait alors apparaître :

- la déformation mécanique imposée à la fibre,  $\varepsilon^m$ .
- la déformation d'origine thermique imposée par la dilatation du milieu  $\varepsilon^t = (\alpha_{milieu} - \alpha_{fibre})\Delta T$ .
- la déformation thermique propre à la dilatation de la fibre  $\alpha\Delta T$ .

Si on veut découpler température et déformation, on doit alors calculer en premier lieu **la déformation totale** qui vaut :

$$\varepsilon^{totale} = \varepsilon^m + \varepsilon^T = \frac{\Delta\lambda_B - K_T\Delta T}{K_\varepsilon} \quad (5.30)$$

On peut développer l'expression de (5.29) et rassembler les termes thermiques et on obtient :

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_{B0}} = (1 - P_e)\varepsilon^m + [\xi + \alpha + (1 - P_e)(\alpha_{milieu} - \alpha)]\Delta T \quad (5.31)$$

pour faire apparaître le coefficient de dilatation du milieu  $\alpha_{milieu}$ .

Si  $\alpha_{milieu}(t)$  était connu, il serait possible de découpler déformation purement mécanique et déformation thermique. La déformation thermique étant  $(\alpha_{milieu}(t) - \alpha)\Delta T$

Et, la déformation mécanique pourrait être extraite au moyen de l'expression

$$\varepsilon^m = \varepsilon^{totale} - \varepsilon^T \quad (5.32)$$

Soit,

$$\varepsilon^m = \frac{\Delta\lambda_B - K_T\Delta T}{K_\varepsilon} - (\alpha_{milieu}(t) - \alpha)\Delta T \quad (5.33)$$

### Sensibilité apparente

Avec la relation en (5.31), on peut considérer une nouvelle sensibilité thermique pour le capteur FBG qui se définira comme  $K_T^*$ . La fibre optique admet alors un coefficient de dilatation apparent qui vaut

$$\alpha^* = \alpha + (1 - P_e)(\alpha_{milieu} - \alpha) \quad (5.34)$$

Celui-ci peut être calculé grâce à une sensibilité thermique apparente  $K_T^* = \partial\lambda_B/\partial T$  calculée lorsqu'on réalise une variation de température qui correspond à un étalonnage *in situ* de la fibre optique :

$$\alpha^* = \frac{K_T^*}{\lambda_{B0}^*} - \xi \quad (5.35)$$

Lorsque la réaction de polymérisation d'un composite est terminée, le rapport entre la déformation et la variation de température est relié à ce coefficient de dilatation  $\alpha^*$ . Si on s'intéresse à ce qui se passe pendant la réaction, le coefficient de dilatation est fonction du temps ( $\alpha_{milieu}(t)$ ).

On a un rapport entre déformation et variation de température qui n'est plus linéaire et qui varie avec le coefficient de dilatation du milieu enrobant.

$$-\frac{\varepsilon}{\Delta T} = -\frac{\Delta\lambda_B}{\Delta T K_\varepsilon} + \frac{K_T}{K_\varepsilon} + [\alpha_{milieu}(t) - \alpha] \quad (5.36)$$

Dans cette expression  $\varepsilon$  et  $\alpha_{milieu}(t)$  sont des inconnus. Dans le cas d'une résine thermodurcissable, le coefficient de dilatation thermique est directement lié au degré d'avancement de la réticulation noté  $d$ . Le degré d'avancement de la réaction peut être lié aux coefficients de dilatation thermique par une relation provenant d'une loi des mélanges :

$$d(t) = \frac{\alpha^*(t) - \alpha_{ini}}{\alpha_{fin} - \alpha_{ini}} \quad (5.37)$$

où  $\alpha_{ini}$  et  $\alpha_{fin}$  sont respectivement les coefficients de dilatation thermique avant et après la réaction.



La contraction d'origine chimique et l'avancement de la relation sont reliés d'après les études de [Li 04] qui ont décrit l'évolution de la contraction chimique en fonction du degré d'avancement par une relation bilinéaire.

Le découplage fait intervenir à un moment cette difficulté supplémentaire, liée au degré d'avancement de la réaction. Même avec un moyen de découplage hybride thermocouple/FBG, le découplage admet une complexité liée à la réaction.

## 5.1.4 Découplage au moyen de deux FBG superposés à longueurs d'onde et formes spectrales distinctes

### 5.1.4.1 Principe

Le principe a été introduit dans la section 5.1.1. Deux capteurs FBG sont photo-inscrits sur une même fibre optique. Un système d'équations relie les sollicitations aux variations de longueurs d'onde des deux FBG par le biais de la matrice des sensibilités donnée dans l'équation (5.14) de la section 5.1.1.

Les termes de la matrice des sensibilités sont obtenus par une procédure d'étalonnages de chaque FBG. Ainsi 4 étalonnages sont nécessaires pour obtenir les 4 sensibilités des deux FBG. La procédure d'étalonnage permet d'accéder à deux grandeurs : la sensibilité et les longueurs d'onde du capteur FBG de référence. Les sollicitations externes provoquent des décalages de longueurs d'onde propre à chaque FBG. Ainsi, en théorie, si le système est convenablement conditionné numériquement, il est possible à partir de ces deux variations de longueurs d'onde de remonter aux deux sollicitations (déformation et température) en inversant le système matriciel. La relation est la suivante :

$$\begin{pmatrix} T - T_0 \\ \varepsilon - \varepsilon_0 \end{pmatrix} = \frac{1}{K_{1T}K_{2\varepsilon} - K_{2T}K_{1\varepsilon}} \cdot \begin{pmatrix} K_{2\varepsilon} & -K_{1\varepsilon} \\ -K_{2T} & K_{1T} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \lambda_1 - \lambda_{10} \\ \lambda_2 - \lambda_{20} \end{pmatrix} \quad (5.38)$$

Le principe est relativement simple. Cependant, la difficulté de la solution réside dans l'obtention de sensibilités distinctes pour les deux FBG. Si cette condition n'est pas remplie, le système revient à une équation non inversible. La section suivante explique comment en intervenant sur les caractéristiques intrinsèques du FBG, on peut faire varier les sensibilités.

### 5.1.4.2 Description

Le principe de base de cette solution de découplage a été introduit précédemment dans la revue des différentes techniques de découplage. Elle a été proposée initialement par [Xu 94]. Les deux FBG de Xu et al. admettent des longueurs d'onde de 850 et 1300 nm. Cette distinction des longueurs d'onde entre les deux FBG induirait des sensibilités propres à chaque FBG. La solution que nous proposons ici dérive de celle de Xu. Un des inconvénients majeur de la solution de [Xu 94] est qu'elle nécessite deux sources lumineuses différentes et des récepteurs de bonne résolution. Pour le moment, il n'est pas possible à notre connaissance d'avoir une source unique couvrant toute la plage et ayant à la fois des résolutions d'ordre picométrique. Généralement, une source ayant 100 nm de plage admet des résolutions de l'ordre du pm. Tandis que les sources plus larges admettant 1000 nm de plage admettent des résolutions de l'ordre de 50 à 100 pm. Elles sont trop peu résolventes. L'écart des longueurs d'onde dans la solution de [Xu 94] est important, l'idée ici est de réduire l'écart des longueurs d'onde et d'intervenir à la fois sur la forme des spectres FBG (profondeur et largeur du spectre) et les longueurs d'onde de fonctionnement. En fait, la singularité des formes spectrales est exploitée implicitement dans la solution proposée par les auteurs comme [Shu 04] qui ont réalisé le découplage en combinant des

réseaux de type distinct (type I et type IIa). Ces distinctions de types de FBG correspondent également à des distinctions de profil d'indice de modulation et donc de formes spectrales. En pratique, pour obtenir des réseaux ayant des formes singulières ou de types différents, il faut intervenir sur la durée d'exposition et les puissances des faisceaux lors de la photo-inscription des FBG par UV. En résumé, la solution proposée ici combine deux solutions existantes ; celle de [Xu 94] et celle de [Shu 02b]. Si on résume, les avantages prévus sont les suivants : les deux FBG seront gravés sur une même fibre optique à des localisations spatiales identiques, le système d'interrogation sera réduit à un seul dispositif et le principe est relativement simple dans la mesure où l'on dispose d'un banc de photo-inscription.

Les deux FBG se distinguent sur deux points :

- les longueurs d'onde de fonctionnement sont distinctes, deux longueurs d'onde de Bragg sont associées aux deux périodes  $\Lambda$ .
- les formes spectrales sont distinctes (largeur, profondeur) à cause de la durée de photo-inscription ; ceci a un impact sur la modulation d'indice.

La figure 5.2 montre un spectre des deux FBG ayant chacun une longueur d'onde et des formes spectrales distinctes. Nous allons exposer pourquoi ces deux particularités sont les causes des sensibilités thermiques et en déformation différentes.

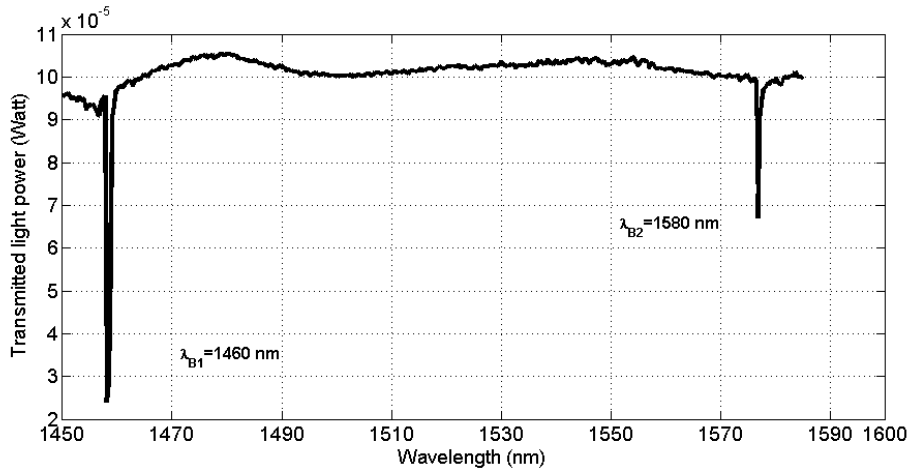


FIG. 5.2 – Spectres de deux FBG superposés, à longueurs et formes spectrales distinctes

Avec l'exposition, l'amplitude de modulation d'indice  $\delta n$  et l'indice de réfraction effectif sont croissants. L'amplitude de réfraction doit être calculée à partir d'une relation qui est donnée plus loin par l'équation (5.44).

On rappelle que les sensibilités thermiques  $K_T$  et en déformation  $K_\varepsilon$  s'expriment à partir de grandeurs physiques que sont le coefficient de dilatation thermique  $\alpha$ , le coefficient opto-thermique  $\xi$  et le coefficient de photo-élasticité  $P_e$  :

$$\Delta\lambda_B = \lambda_{B0} \left( \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial T} + \frac{1}{\Lambda} \frac{\partial \Lambda}{\partial T} \right) \Delta T = \lambda_{B0} (\xi + \alpha) \Delta T = K_T \Delta T \quad (5.39)$$

$$\Delta\lambda_B = \lambda_{B0} (1 - P_e) \varepsilon = K_\varepsilon \varepsilon \quad (5.40)$$

avec  $P_e = \frac{n^2}{2} [P_{12} - \nu(P_{11} + P_{12})]$

Le coefficient opto-thermique  $\xi$  a plus de poids sur la sensibilité thermique que le coefficient de dilatation thermique  $\alpha$  car il vaut environ  $7.10^{-6}$  contre  $0,55.10^{-6}$  ( $^\circ\text{C}^{-1}$ ). La sensibilité en déformation

$K_\epsilon$  s'exprime en fonction du coefficient opto-élastique  $Pe$  qui dépend de l'indice effectif  $n$  et des coefficients de Pockels  $P_{11}$  et  $P_{12}$ .

On veut montrer que les sensibilités  $K_T$  et  $K_\epsilon$  sont particulières pour des FBG admettant des longueurs d'onde de Bragg et des formes spectrales propres. L'explication est que les termes qui les composent sont dépendants des longueurs d'onde et des paramètres liés aux formes spectrales.

Pour cela on doit analyser la dépendance à la longueur d'onde et au temps d'exposition du coefficient de dilatation thermique  $\alpha$ , du coefficient opto-thermique  $\xi$  et du coefficient opto-élastique  $Pe$ .

### 5.1.4.3 Relations entre longueurs d'onde et sensibilités

Dans cette section, nous allons détailler les points suivants :

1. Le coefficient de dilatation thermique ne varie pas pour des longueurs d'onde différentes ni pour des temps d'exposition plus ou moins long.
2. Le coefficient opto-thermique dépend de la longueur d'onde, voir la relation de [Ghosh 95] donnée en (5.41) qui s'appuie sur les relations interprétant le phénomène de dispersion de Sellmeier ou Cauchy. Le coefficient opto-thermique varie avec le temps d'exposition par le biais de  $n$  et de  $\delta n$ .
3. Le coefficient photo-élastique  $Pe$  est décrit à partir de l'indice effectif. Ce dernier dépend de la longueur d'onde mais également du temps d'exposition.

#### 5.1.4.3.1 Effet des longueurs d'onde sur le coefficient opto-thermique

D'après [Ghosh 95], le coefficient thermo-optique  $\xi = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial T}$  est relié aux longueurs d'onde par la relation qui suit :

$$2n \cdot \frac{dn}{dT} = G(\alpha)R(\lambda) + H(\alpha)R(\lambda)^2 \quad (5.41)$$

Les termes  $G$  et  $H$  dépendent de  $\alpha$ , et d'autres grandeurs intrinsèques à la physique du solide.  $R$  est la longueur d'onde normalisée  $R = \frac{\lambda^2}{(\lambda^2 - \lambda_{ig}^2)}$  où  $\lambda_{ig}$  est calculée (avec la loi de Planck) à partir de l'énergie de  $Gap$  notée  $E_{ig}$  [Ghosh 95].

A partir des valeurs de  $\alpha$ ,  $G$  et  $R$  obtenues par la littérature ou par le calcul, il est alors possible de tracer les évolutions du coefficient opto-thermique en fonction des longueurs d'onde pour un matériau comme la silice. [Ghosh 95] donne dans le tableau figure 5.2 des coefficients du modèle pour les principaux matériaux à base de silice.

Table 1  
Refractive index,  $n$ , thermo-optic coefficient,  $dn/dT$ , thermal expansion coefficient,  $\alpha$ , the optical constants,  $G$  and  $H$ , the excitonic and isentropic band gaps, and the variation of excitonic band gap with temperature,  $dE_{eg}/dT$  at 25°C for SRM glasses

SRM glasses	$n$ (5893 nm)	$dn/dT$	$\alpha$	$G$		$H$		Band gaps (eV)		$dE_{eg}/dT$ ( $10^{-4}$ eV/°C)	
				$(10^{-6}/^\circ\text{C})$				excitonic	isentropic	Calculated	Expt. [8]
Borosilicate-717	1.4874	3.41	5.10	-17.6270	26.5332	10.4	11.6			-2.3952	
Silica-739	1.4601	8.66	0.62	-1.9969	25.5833	10.4	11.6			-2.4783	$-2.3 \pm 0.5$
Soda lime-710	1.6182	2.06	7.75	-36.1213	41.1111	9.6	11.4			-2.5403	
Lead silicate	1.5234	3.98	7.95	-30.0274	40.9336	5.5	14.0			-1.7882	
Vitreous silica	1.4560	9.33	0.61	-1.9436	27.2883	10.4	11.6			-2.6721	

TAB. 5.2 – Table des coefficients utiles pour l'évolution du coefficient opto-thermique en fonction de la longueur d'onde [Ghosh 95]

Les évolutions du coefficient opto-thermique sont données sur la figure 5.3 extraite des travaux de Ghosh [Ghosh 95]. Elles sont obtenues à partir des coefficients de la table 5.2 précédente. Les tables nous sont utiles pour calculer les coefficients opto-thermiques sur une plage de longueurs d'onde donnée.

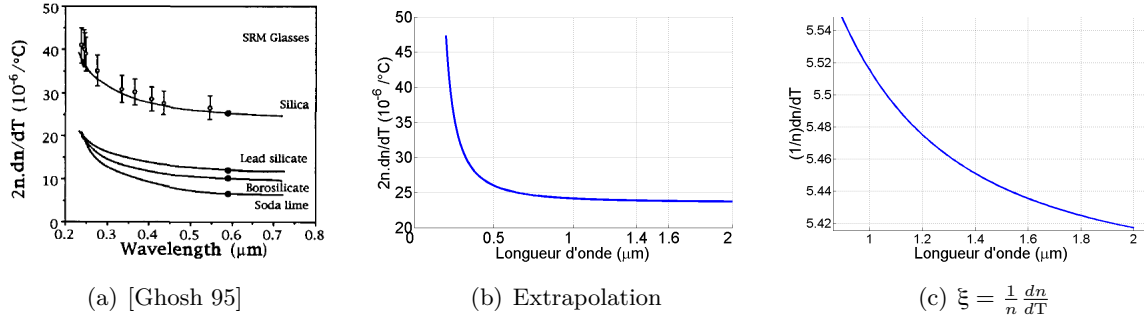


FIG. 5.3 – Évolution du coefficient opto-thermique en fonction de la longueur d'onde

En prenant, dans le tableau 5.2, les valeurs données pour la silice, on peut calculer le coefficient opto-thermique à partir du modèle pour des plages de longueurs plus larges que celles données sur la figure 5.3.a . La courbe extrapolée du modèle de Gosh est représentée sur la figure 5.3.b. On note dans cette figure 5.3.b. que l'évolution est plus importante pour les plages de longueur d'onde comprises entre 0,2 et 0,5  $\mu\text{m}$ . Pour la plage de longueur d'onde entre 1,4 et 1,6  $\mu\text{m}$ , le coefficient  $2n.dn/dT$  varie de 23,9 à 23,8  $10^{-6}/^{\circ}\text{C}$ . De plus, nous noterons que l'expression du modèle de [Ghosh 95] doit être divisée par  $2n^2$  pour obtenir le coefficient opto-thermique sous la forme utile pour la loi de Bragg. La troisième figure représente la variation de  $\xi$  calculée en divisant la fonction de la deuxième figure par  $2n^2$  ( $n=1.46$ ) sur une plage de longueur d'onde de travail des capteurs FBG. Cette dernière figure donne une idée de l'ordre de grandeur de variation du coefficient opto-thermique pour cette plage de longueur d'onde. En conclusion, le coefficient opto-thermique varie avec la longueur d'onde, mais le choix des plages des longueurs d'onde est essentiel si on souhaite travailler sur deux coefficients bien distincts. A partir du modèle, il en ressort que pour avoir deux sensibilités très distinctes, il faut choisir une longueur d'onde proche de 0,2  $\mu\text{m}$  et une seconde plus loin à partir de 1  $\mu\text{m}$ . Dans le cas où on se limitera à une plage de longueur d'onde de 1,4 à 1,6  $\mu\text{m}$ , on s'attend à une faible variation des coefficients opto-thermiques (de l'ordre de 4 %).

### 5.1.4.3.2 Effet des longueurs d'onde sur les indices de réfraction

Les relations proposées par [Ghosh 95] découlent des effets du phénomène de dispersion. Les lois empiriques qui traduisent les dépendances entre indices de réfraction et longueurs d'onde ont été données au siècle dernier par Cauchy puis améliorées par Sellmeier et d'autres [Bach 98]. La relation de dispersion de la lumière de Cauchy<sup>1</sup> est :

$$n(\lambda) = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} \quad (5.42)$$

Pour la silice, par exemple, si on se restreint aux premiers termes  $A = 1,4580$  et  $B = 0,00354$ , on obtient une bonne approximation permettant de décrire l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde. L'ouvrage de [Bach 98] détaille les expressions empiriques apparues successivement, et permet de rendre compte de l'ensemble des propriétés physiques du verre.

<sup>1</sup>Mémoire sur la dispersion de la lumière de Augustin Louis Cauchy 1836

Nous retiendrons parmi les différentes expressions celle de Tan et Arndt [Tan 00]. Les auteurs [Tan 00] donnent aussi un modèle (5.43) dérivé de celui de Sellmeier et de Cauchy :

$$n^2(\lambda) - 1 = a_0 + \frac{a_1}{\lambda^2} + \frac{a_2}{\lambda^4} + \frac{a_3}{\lambda^6} + \frac{a_4\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_0^2} \quad (5.43)$$

Les auteurs [Tan 00] donnent également une table (figure 5.3) des coefficients du modèle propres à la dispersion de l'indice de réfraction de  $SiO_2$ . Les coefficients sont donnés pour des longueurs d'onde de 1,44 à 4,44 micromètres et pour des températures de 23 à 480°C.

T (°C)	$a_0$	$a_1 (\mu\text{m}^2)$	$a_2 (\mu\text{m}^4)$	$a_3 (\mu\text{m}^6)$	$a_4$	$\lambda_0 (\mu\text{m})$
23.5	1.10970	-0.00356	-0.01593	0.05053	0.92422	9.74959
41	1.11935	-0.05379	0.09339	-0.02815	1.17373	10.6198
71	1.11900	-0.04942	0.08649	-0.02379	1.13526	10.5049
104	1.12764	-0.10532	0.24497	-0.17666	1.27014	10.9038
143	1.13963	-0.17083	0.40733	-0.31775	1.63650	11.9743
183	1.13324	-0.13022	0.31402	-0.24059	1.36598	11.1959
230	1.13570	-0.13829	0.34483	-0.27897	1.42237	11.3679
271	1.12739	-0.07619	0.17062	-0.10688	1.19471	10.6870
320	1.13573	-0.11918	0.27413	-0.18969	1.31273	11.0516
363	1.12896	-0.06476	0.11962	-0.03653	1.14750	10.5381
406	1.12898	-0.05789	0.09758	-0.01042	1.10438	10.4074
437	1.14535	-0.16128	0.38713	-0.29138	1.43744	11.3995
481	1.16367	-0.25148	0.58846	-0.44735	2.33778	13.8001

TAB. 5.3 – Table des coefficients pour l'évolution de l'indice de réfraction de  $SiO_2$  en fonction de la longueur d'onde et de la température [Tan 00]

Les évolutions des indices de réfractons basées sur les coefficients de la table et ce modèle sont données sur la figure 5.4.a extraite de [Tan 00]. A l'aide de ces mêmes coefficients de la table 5.3 et du modèle de l'équation (5.43), on peut calculer les indices de réfractons pour des plages de longueurs d'onde redéfinies correspondant à une plage d'utilisation des capteurs FBG. On obtient les courbes qui sont sur la figure 5.4.b.

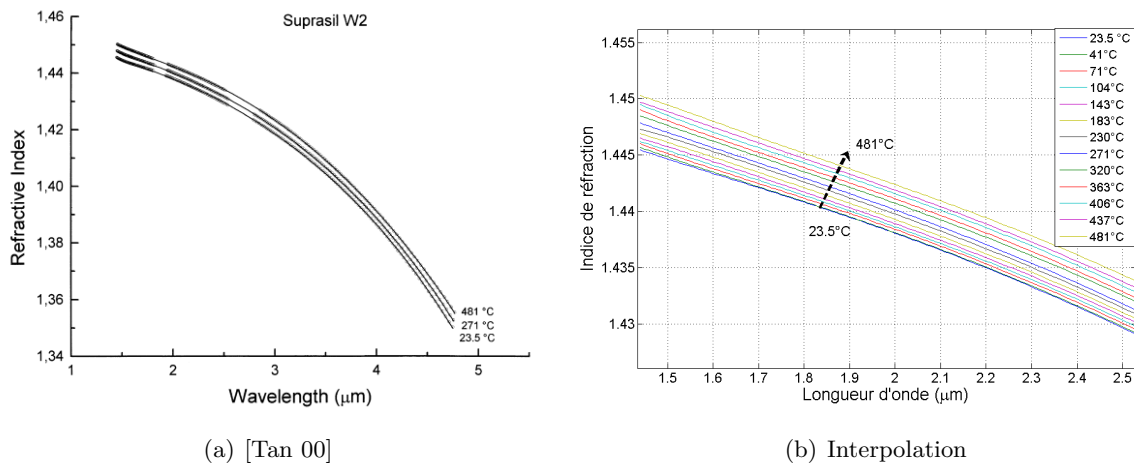


FIG. 5.4 – Évolution des indices de réfraction de la silice en fonction des longueurs d'onde et des températures

Nous rappelons que l'indice de réfraction intervient dans deux expressions : le coefficient opto-thermique  $\xi$  et le coefficient photo-élastique  $P_e$ . La longueur d'onde a donc une influence directe sur ces deux coefficients qui sont utiles pour définir les sensibilités thermique et mécanique. Deux longueurs d'onde distinctes induisent donc un indice de réfraction propre à chaque FBG et donc deux sensibilités distinctes en théorie.

Il apparaît, d'après l'allure des fonctions, que des longueurs d'onde distantes de 4 micromètres induisent des différences assez significatives (de l'ordre de 10 %) des indices de réfraction propre (qui varient de 1,45 à 1,35 sur la figure 5.4.a).

Cependant, il faut le souligner, pour une plage de longueur plus étroite (comme sur la figure 5.4.b) de 1,44  $\mu\text{m}$  à 2  $\mu\text{m}$ , l'indice de réfraction varie de 1,445 à 1,437. Soit à peine 1% d'écart relatif. La variation peut être caractérisée par la fonction dérivée  $\frac{dn}{d\lambda}$  qui en moyenne est de  $-0,023 \mu\text{m}^{-1}$  sur la plage considérée. On doit donc s'attendre à des distinctions mineures des sensibilités dues à la variation des indices de réfraction par l'effet des longueurs d'onde.

#### 5.1.4.4 Relations entre formes spectrales (ou temps d'exposition) et sensibilités

La deuxième singularité entre les deux FBG est la forme spectrale. Ces différences de forme sont susceptibles d'induire un impact sur les sensibilités associées au capteur. L'indice de réfraction  $n$  et  $\delta n$  augmentent tous deux avec l'exposition aux rayonnements lors de la procédure d'inscription des FBG. La différence de forme est due aux temps d'exposition aux UV. L'objectif est d'intervenir sur  $n$  et  $\delta n$  lors de l'inscription des FBG afin d'obtenir des sensibilités des FBG différentes. Une étude de [Moujoud 02] conforte l'idée que l'évolution de l'indice de réfraction d'un matériau est croissante avec une exposition au rayonnement UV.

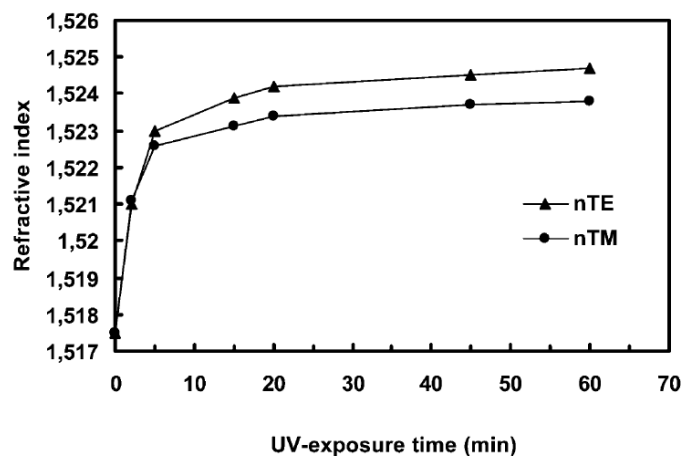


FIG. 5.5 – Évolution de l'indice de réfraction d'un film de SiO<sub>2</sub> avec l'exposition aux UV [Moujoud 02]

Le rayonnement tend à modifier la nature du matériau et faire croître son indice de réfraction à fur et à mesure que le matériau s'oxyde (figure 5.5).

L'effet du temps d'exposition sur les amplitudes de modulation d'indice est observable dans les évolutions des spectres FBG lors de la phase d'inscription. Dans le chapitre 2, nous avons présenté l'apparition du FBG durant son inscription en suivant l'évolution des formes spectrales (figure 2.9, 38).

Nous avons observé que le pic devenait plus large et plus profond avec l'exposition aux UV. Avec l'exposition, plusieurs paramètres du spectre mais aussi des caractéristiques physiques du FBG évoluent. Ceux-ci sont la réflectivité maximale, l'amplitude de modulation d'indice et donc l'indice de réfraction effectif.

Il est en fait possible de donner, à partir des spectres, une estimation numérique des valeurs de  $\delta n$  au cours du temps. En effet, nous avons vu dans le chapitre 2, dans la section qui traite de la modélisation du spectre des FBG, que le spectre dépend de la valeur de  $\delta n$  qui est l'amplitude de

modulation. Plus le temps d'insolation est long, plus cette amplitude est importante et l'impact sur le spectre est que celui-ci tend vers une réflectivité de 100% et tend à s'élargir. La figure 5.6 présente deux spectres FBG qui ont été obtenus avec des temps d'expositions différents. Les longueurs d'onde sont normalisées pour que la comparaison soit possible.

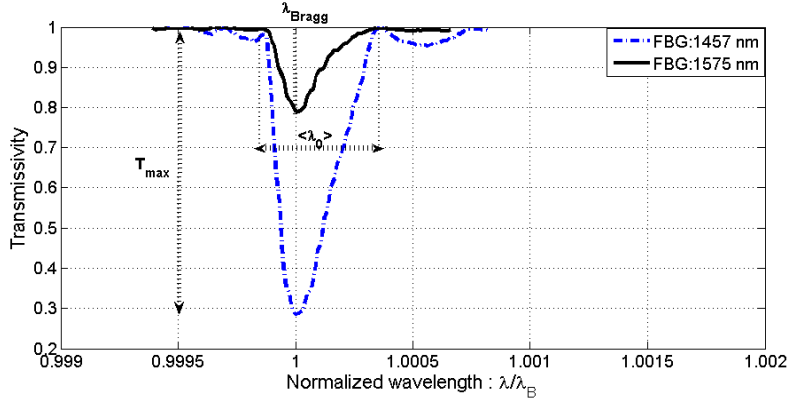


FIG. 5.6 – Comparaison des formes de spectres

Nous pouvons calculer certaines caractéristiques physiques du FBG telle que la période ( $\Lambda$ ), la longueur ( $L$ ) et l'amplitude de modulation de l'indice de réfraction ( $\delta n$ ) en extrayant ces informations depuis les caractéristiques des spectres qui sont : position du maximum, largeur de bande entre les deux minima latéraux  $\langle \lambda_0 \rangle$ , réflectivité maximum ( $T_{max}$  ou  $R_{max}$ ) et longueur d'onde de Bragg. Les paramètres du FBG et du spectre sont liés par les équations (5.44) à (5.47) s'appuyant sur celles de [Erdogan 97].

Nous pouvons donner une estimation de  $\delta n$ , en extrayant  $\langle \lambda_0 \rangle$ . On peut faire une approximation de la visibilité de franges à 1 et on peut fixer l'indice de réfraction à 1.460. L'amplitude de l'indice de réfraction  $\delta n$  se calcule à partir de l'expression :

$$\delta n = \frac{\langle \lambda_0 \rangle}{2} \frac{n}{\mu \lambda_B} \quad (5.44)$$

avec l'indice de visibilité des franges  $\mu$ .

On peut calculer les longueurs des réseaux à partir des caractéristiques du spectre en utilisant la relation :

$$\kappa L = \arctan(\sqrt{R_{max}}) \quad (5.45)$$

avec  $\kappa$  qui s'obtient par :

$$\kappa = \frac{\pi \mu \nu \delta n}{\lambda_B} \quad (5.46)$$

avec  $\nu$  l'indice optique de chevauchement. En combinant les deux précédentes relations, on peut donc extraire la longueur  $L$  du réseau :

$$L = \arctan \left[ \sqrt{R_{max}} \frac{\lambda_B}{\pi \mu \nu \delta n} \right] \quad (5.47)$$

Pour illustration, à partir des deux spectres FBG donnés figure 5.6, on obtient  $\Lambda_1=498,821\text{nm}$ ,  $L_1=2,3\text{ mm}$ ,  $\delta n_1=2,405.10^{-4}$ ,  $R_{max1}=0,71$  et  $\Lambda_2=539,484\text{ nm}$ ,  $L_2=1,6\text{mm}$ ,  $\delta n_2=1,529.10^{-4}$ ,  $R_{max2}=0,21$ . Les différents  $\delta n$  pourraient induire des sensibilités distinctes.

Il est possible de suivre les évolutions de l'amplitude de modulation  $\delta n$  au cours de l'insolation. Les valeurs calculées pour chaque spectre acquis lors de l'inscription sont reportées sur la figure 5.7.a.

La figure de droite 5.7.b représente l'évolution de la profondeur du pic, soit la réflectivité au cours de l'insolation UV.

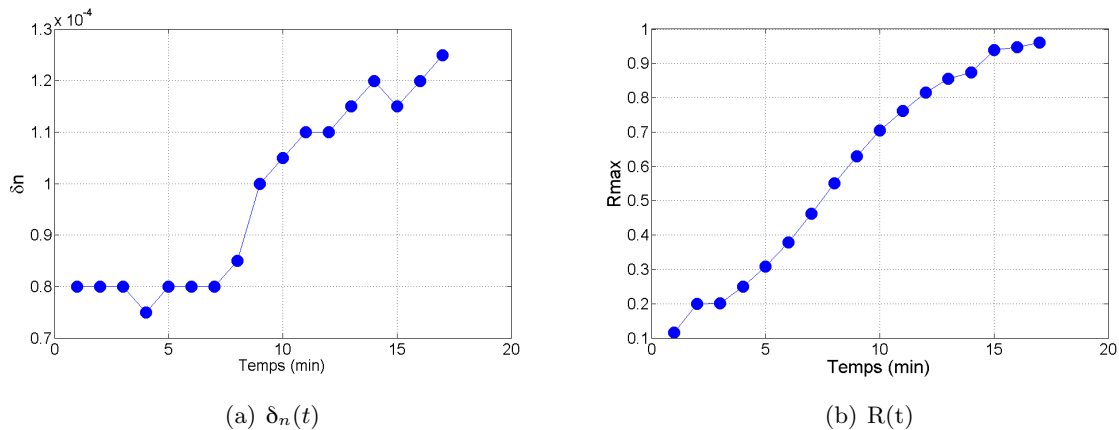


FIG. 5.7 – Évolution de l'amplitude de modulation d'indice  $\delta_n$  et de la réflectivité  $R$  en fonction du temps d'insolation au laser UV lors de l'inscription du FBG

Il apparaît une augmentation progressive de l'amplitude de modulation et de la réflectivité avec le temps d'insolation. Dans le chapitre 2 (section 2.2.4.2), nous avons vu que la réflectivité et l'amplitude de modulation d'indice évoluaient d'après les travaux de [Lee 06] et de [Patrick 93] comme une loi en puissance  $\delta n = C.t^b$  avec  $t$  le temps d'exposition, et  $C$  et  $b$  deux coefficients empiriques. Nous avons vu que l'exposition faisait augmenter l'amplitude de modulation d'indice. La variation de  $\delta n$  est assez faible (de l'ordre de  $10^{-5}$ ) dans la figure 5.7.

Les travaux de [Moujoud 02] illustrent bien l'augmentation de l'indice optique d'un matériau subissant une insolation UV (voir figure 5.5). Cependant pour le FBG, la quantification entre le temps d'exposition et l'indice de réfraction effectif du FBG est difficile car nous ne disposons pas de moyen de mesure de l'indice local de la fibre optique au niveau du FBG. Nous supposons que l'insolation UV locale affecte probablement les propriétés thermiques, mécaniques et optiques du matériau. C'est sur cet aspect fondamental que les techniques de découplage basées sur les réseaux de type différents ont été développées (voir section 5.1.2.9).

Nous avons vu dans les sections qui précèdent les interactions entre les longueurs d'onde, formes spectrales (ou temps d'exposition) et entre les indices optiques, le coefficient opto-thermique. Pour conclure sur cette section, de façon générale, les propriétés optique et thermique évoluent en théorie avec les longueurs d'onde, et la forme du spectre a un effet sur leur variation. Mais les ordres de grandeurs de ces variations sont plutôt faibles. On s'attend donc à avoir des sensibilités relativement proches dans une plage de longueur d'onde entre 1,4 et 1,6  $\mu\text{m}$  et un effet également faible sur la singularité des formes spectrales.

Néanmoins, dans la section qui suit nous allons tenter de réaliser une série d'expériences permettant d'évaluer l'effet de la variation de forme ainsi que des écarts de longueurs d'onde sur les sensibilités des deux FBG. Ces expériences nous permettront d'extraire certaines tendances.

#### 5.1.4.5 Plan d'expérience

Pour évaluer et comprendre l'influence de la différence entre deux longueurs d'onde sur la qualité du découplage, nous définissons trois configurations d'écart de valeur des deux  $\lambda_B$  des deux réseaux : 40 nm, 80 nm et 120 nm. Les FBG sont donc inscrits à 4 longueurs d'onde différentes : 1460, 1500, 1540



et 1580 nm. L'influence de la forme sera également évaluée par le biais de trois situations pour chaque configuration d'écart de longueur d'onde : la même forme spectrale pour un couple de deux FBG signifie un ratio de [3 : 3] ; [1 : 3] correspond à un spectre de 30% de réflectivité, [2 : 3] correspond à 60% et [3 : 3] à 90%. En pratique, nous essayons d'obtenir le même coefficient maximal de transmission, c'est-à-dire 90% pour chaque FBG. Les autres ratios sont [2 : 3] et [1 : 3]. L'influence du positionnement de l'écart en  $\lambda_B$  entre les deux FBG, sur la bande spectrale, est également évalué en réalisant 3 paires de FBG avec 40 nm d'écart pour les couples [1460 : 1500], [1500 : 1540] et [1540 : 1580]. En dernier lieu, nous comparerons un couple de FBG admettant une différence de longueur d'onde de 120 nm et un ratio [3 : 1] et un couple de FBG admettant également un écart de 120 nm mais ayant un ratio de [1 : 3]. Finalement, nous obtenons 12 paires de FBG à étalonner et évaluer, résumés dans le tableau 5.4.

Distance entre les longueurs d'onde des deux FBG	Longueurs d'onde FBG <sub>1</sub> , FBG <sub>2</sub> Ratio entre les coefficients de transmission				
	40 nm	1460;1500 [1:3]	1460;1500 [2:3]	1460;1500 [3:3]	1500;1540 [1:3]
80 nm	1460;1540 [1:3]	1460;1540 [2:3]	1460;1540 [3:3]		
120 nm	1460;1580 [1:3]	1460;1580 [2:3]	1460;1580 [3:3]	1460;1580 [3:1]	

TAB. 5.4 – Plan d'expériences pour évaluer le découplage par les réseaux superposés

Les FBG sont photo-inscrits sur le banc d'inscription à miroir de Lloyd avec un laser 0,12 Watt Argon UV et une longueur d'onde UV=244 nm (voir montage section 2.2.4.1). Avant la photo-inscription, la fibre optique SMF28 est introduite dans un tube afin de l'hydrogéner pendant quelques jours. La période d'interférence souhaitée est produite en réglant l'angle d'incidence du miroir. La longueur du FBG est approximativement égal à la moitié du spot du laser incident, soit environ 4 mm. Le système d'interrogation permet de suivre l'évolution du spectre au cours de l'exposition. Le système d'interrogation est composé de la source Tunics et du photo-détecteur Rifocs et piloté par une interface Labview©. Quand la profondeur du pic souhaitée est obtenue (30, 60 ou 90% de réflectivité), le laser d'inscription est éteint.

Ensuite, l'angle d'incidence est modifié en imposant une rotation au miroir de Lloyd avec une platine motorisée. Le second FBG est gravé de manière similaire à une autre longueur d'onde. Le spectre en transmission fait alors apparaître le spectre correspondant au second FBG. L'insolation laser est interrompue lorsque la profondeur du pic correspond à la réflectivité maximum désirée. Pendant les deux phases d'inscription, la fibre optique est immobilisée. Cela assure la même localisation spatiale entre les deux FBG. Dans certains travaux ([Kanellopoulos 95]), il est préconisé de translater de quelques millimètres la fibre optique afin d'inscrire un second FBG à proximité mais non superposé au premier. Cette précaution permettrait d'obtenir des propriétés propres à chacune des localisations.

La figure 5.2 présente un exemple de réalisation de deux FBG superposés avec  $\lambda_{\text{FBG1}}=1457$  nm, et  $\lambda_{\text{FBG2}}=1575$  nm. Pour les formes spectrales, dans le cas montré sur cette figure, le premier FBG a une réflectivité de l'ordre de 72% et le second 21%. Cela correspond à la configuration [3 : 1].

Une fois gravé, un traitement de cuisson thermique est nécessaire pour stabiliser le FBG. Pour cela, nous avons placé le réseau à une température de 212°C pendant plus de deux heures (voir 4.5, page 128, chapitre 4) .

5.1.4.6 Étalonnage

5.1.4.6.1 Critère de qualité

Afin de voir la qualité du découplage, nous définissons que la meilleure configuration est celle qui conduit aux plus faibles erreurs de mesures sur la température et la déformation. Celles-ci sont calculées à partir des 4 termes de la matrice des sensibilités, évaluées par la procédure d'étalonnage des FBG. Les étalonnages ont été réalisées sur le banc d'étalonnage (voir figure 4.34) présenté section 4.4.6, page 122.

Les formules qui donnent les erreurs de mesures ont déjà été introduites section 5.1.1.1. En inversant la relation qui relie les longueurs d'onde de Bragg et les sollicitations par la matrice de sensibilités, on calcule les erreurs de mesures sur la température et la déformation avec les formules (5.9) et (5.10). On admet dans le calcul que l'erreur en longueur d'onde est de 1 pm.

5.1.4.6.2 Résultats

Les résultats sont résumés dans le tableau figure 5.5. On remarque que les erreurs de mesures les plus importantes sont obtenues pour un écart de longueur d'onde de 40 nm. Pour cet écart de 40 nm, les valeurs d'erreur en température varient de 26°C à 41°C et les erreurs sur la déformation sont de 293 à 355 µε. Dans le cas de la différence en longueur d'onde de 80 nm, les erreurs sur les températures et la déformation sont respectivement comprises entre 14°C et 20°C et 102 µε à 232 µε. L'évolution des erreurs avec le ratio du coefficient de transmission est progressive : 14°C pour le ratio [1 : 3], 19°C pour le ratio [2 : 3] et 20°C pour le ratio [3 : 3]. Le dernier cas [3 : 1] avec 120 nm d'écart en longueur d'onde donne le meilleur découplage. Un ratio élevé semble donc réduire les erreurs. Les résultats de ces tests permettent de conclure qu'une différence en longueur d'onde plus large (120 nm) réduit de moitié les erreurs par rapport au cas où les écarts en λ<sub>B</sub> sont petits (40 nm). De même, dans le cas de l'écart de 120 nm et de 80 nm, un ratio sur les formes spectrales de [1 : 3] diminue les erreurs en température ou en déformation comparé à la configuration [3 : 3]. Enfin, pour les écarts de 120 nm, et en comparant les erreurs pour les cas [1 : 3] et [3 : 1], on notera que le cas [3 : 1] donne de meilleurs résultats en terme de découplage. Pour ce cas, les erreurs estimées sont de 7°C et 49 µε.

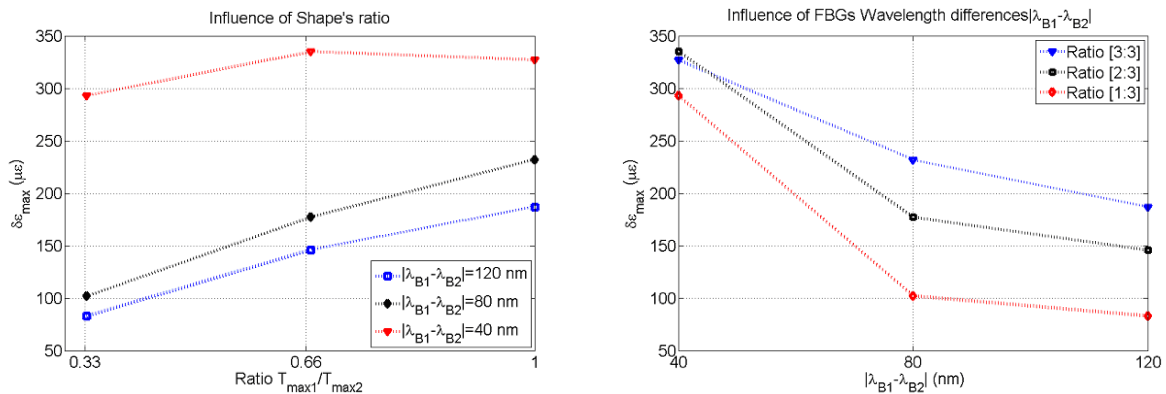
5.1.4.7 Discussion

Différence des longueurs d'ondes	FBG <sub>1</sub> , FBG <sub>2</sub> longueurs d'ondes				
	Ratio des réflectivités				
	Erreur maximale en température				
	Erreur maximale en déformation				
40 nm	1460 [1:3] -	1460;1500 [2:3] δT=40°C; δE=335 µε	1460;1500 [3:3] δT=26°C; δE=327 µε	1500;1540 [1:3] δT=29°C; δE=293 µε	1540;1580 [1:3] δT=41°C; δE=355 µε
80 nm	1460;1540 [1:3] δT=14°C δE=102 µε	1460;1540 [2:3] δT=19.5°C δE=177 µε	1460;1540 [3:3] δT=20°C δE=232 µε		
120 nm	1460;1580 [1:3] δT=10 °C δE=83 µε	1460;1580 [2:3] δT=20°C δE=146 µε	1460;1580 [3:3] δT=19°C δE=187 µε	1460;1580 [3:1] δT=7°C δE=49 µε	

TAB. 5.5 – Erreurs de mesures avec un panel de doubles FBG sur même fibre

Nous pouvons reporter les valeurs des erreurs maximales en déformation du tableau de la figure 5.5 pour construire les figures 5.8 les résumant. Dans la figure 5.8.a, on voit que les erreurs augmentent

avec l'accroissement du ratio entre les deux formes spectrales du FBG. On vérifie aussi que l'erreur est plus importante avec la réduction des écarts en longueur d'onde. Dans la figure 5.8.b, on remarque que les erreurs de déformation diminuent quand la différence des longueurs d'onde augmente.



(a) Effet de la forme sur l'incertitude pour plusieurs écarts de longueur d'onde

(b) Effet de l'écart en longueur d'onde sur l'incertitude pour plusieurs ratio

FIG. 5.8 – Influence des écarts de longueurs d'onde et des formes spectrales sur les erreurs de mesures de déformation

Pour essayer de valider cette approche, un test de découplage est réalisé sur le banc : nous imposons simultanément aux FBG superposés une température et une déformation (connues toutes deux) et nous comparons aux valeurs recalculées en s'appuyant uniquement sur les valeurs mesurées par les FBG. Les résultats sont donnés sur le tableau figure 5.6.

Température (°C) et déformations (με) appliquées		Température (°C) et déformations retrouvées par FBG	
22	515	34	564
101	0	115	17
101	515	126	487
222	0	241	45

TAB. 5.6 – Validation du découplage par FBG superposés

Bien que les erreurs de mesure soient importantes, les résultats sont cohérents, ce qui permet de valider cette approche.

Dans cette section, nous avons exposé le principe du découplage par des FBG superposés sur une même fibre optique pour mesurer la température et la déformation. Le résultat le plus intéressant de ce travail est l'analyse des tendances qui permet d'avoir un meilleur découplage. Nous montrons que dans certains cas, le découplage admet des erreurs très importantes. Le découplage est amélioré en élargissant les écarts des longueurs d'onde et en réalisant un important ratio entre les intensités transmises par les deux FBG. Les tendances permettent de justifier le lien entre les sensibilités des FBG et les longueurs d'onde ou les temps d'exposition.

Cependant nous pouvons déjà conclure sur l'inefficacité de cette technique de découplage. D'une part la qualité du découplage est plutôt faible et le découplage est délicat. Nous pouvons recommander pour les travaux futurs une orientation du découplage par FBG double sur une même fibre optique avec une technique basée sur les différents types de réseaux (type I, II). L'insolation aux UV dans une seconde localisation à une durée très longue semblerait modifier de façon significative les propriétés thermo-mécaniques du matériau. D'après la littérature (voir la revue en début de chapitre), la technique de découplage est bien établie. Elle conduirait à des erreurs de découplage faibles.

Dans ce qui va suivre nous allons réaliser le découplage au moyen du thermocouple combiné avec un capteur FBG d'abord lors de la réticulation de résine époxyde, puis lors du procédé de fabrication LRI de composites. Cette technique de découplage nous semble la plus efficace pour découpler température et déformation. La technique des doubles réseaux FBG, bien qu'elle soit moins aboutie, sera également testée sur le procédé LRI à titre de comparaison avec la première.

### 5.2 Applications

#### 5.2.1 Application du découplage thermocouple/FBG aux résines époxydes

Dans cette section, nous allons appliquer la technique de découplage basée sur l'utilisation d'un thermocouple et d'un capteur FBG. Cette technique a son intérêt, d'une part parce qu'elle est plus efficace et d'autre part parce qu'elle équivaut à une technique étalon utilisable comme comparaison à celle de la technique des deux FBG superposés ou d'autres techniques en développement.

L'application choisie est la réticulation des résines époxydes. La réticulation de la résine est une réaction intéressante qui présente à la fois des déformations d'origine chimique ou thermique et également des variations de températures dues au cycle de cuisson imposé ou aux réactions chimiques internes. Ce choix est aussi bien évidemment lié à l'application finale de l'instrumentation des procédés des composites à matrice de résine. La réticulation de la résine seule présente plus de déformations que lorsqu'elle sert de matrice dans les composites à fibre de carbone. En effet, si elle était accompagnée de fibres de renforts, les valeurs des déformations dans le sens longitudinal seraient réduites et donc moins perceptibles.

##### 5.2.1.1 Première expérience : résine époxyde à faible retrait

Un thermocouple filaire de type K et un capteur FBG sont placés dans un moule en téflon contenant une résine liquide non polymérisée (figure 5.9). Il s'agit d'une résine époxyde qui admet peu d'exothermie lors de la réaction. Le capteur FBG a été étalonné au préalable avant intégration. Au cours du cycle de cuisson, les températures sont relevées par un multimètre Agilent 34970A et les  $\lambda_B$  sont relevées par le dispositif Tunics/Rifocs piloté par une interface Labview®.

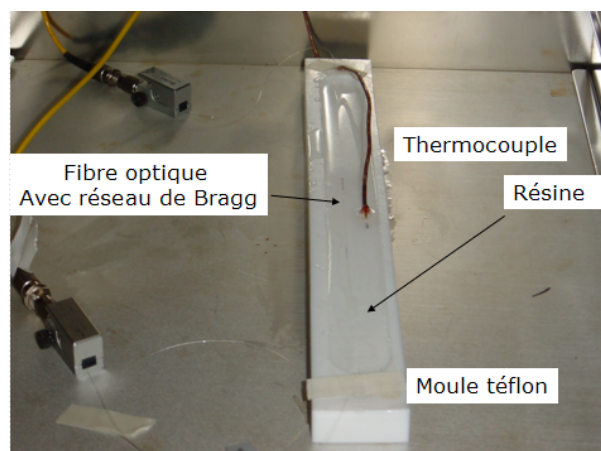


FIG. 5.9 – FBG et thermocouple pour le suivi de réticulation de résine epoxyde

Le cycle thermique de cuisson imposé par l'étuve est le suivant : une première montée en température de 20 à 90°C puis un pallier de cuisson isotherme à 90°C et enfin une deuxième montée de

température jusqu'à 110°C. La figure 5.10 montre l'évolution des températures relevées par thermocouple en fonction du temps.

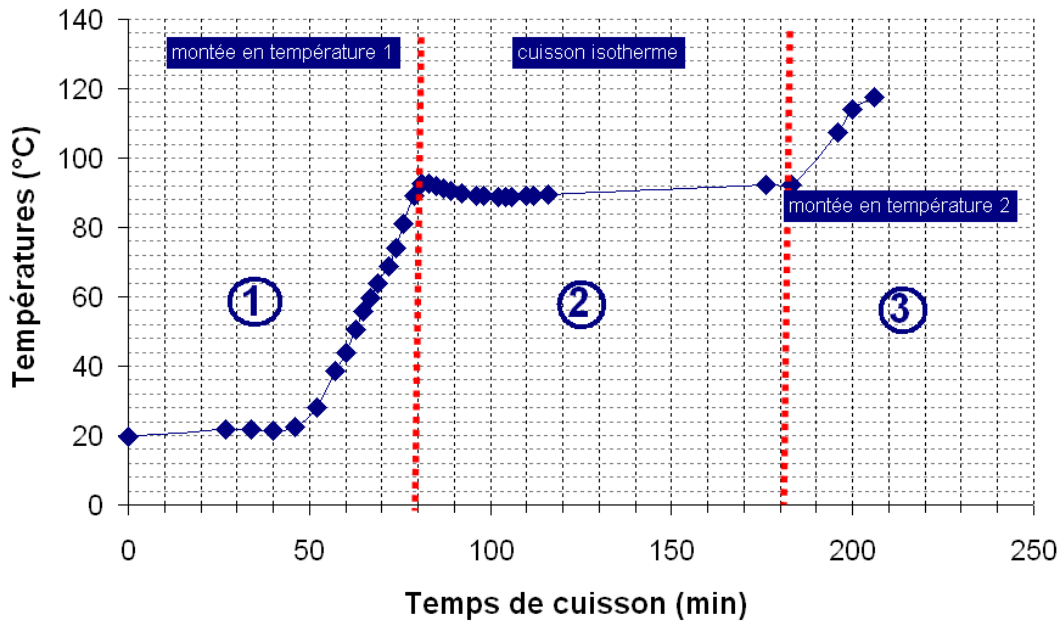


FIG. 5.10 – Évolution des températures relevées par thermocouple au cours de la cuisson d'une résine époxyde

Sur la figure 5.11 est reportée l'évolution de la longueur d'onde  $\lambda_B$  relevée par capteur FBG au cours de la cuisson de la résine. Lors de la première montée en température jusqu'au palier de 90°C,  $\lambda_B$  augmente de manière quasi-linéaire. Puis, pendant le palier isotherme à 90°C,  $\lambda_B$  continue à augmenter alors que la température est stabilisée. Cette augmentation de  $\lambda_B$  est la conséquence d'une sollicitation d'origine non thermique car la température est constante. Il s'agit d'une déformation mécanique d'origine chimique. Après le palier de cuisson isotherme (de 100 minutes), la température de l'étuve est augmentée jusque 110°C.  $\lambda_B$  croît avec la température mais avec une pente plus abrupte que lors de la première rampe de montée.

Sur la figure 5.12, nous avons reporté la longueur d'onde  $\lambda_B$  en fonction de la température. Cette figure permet de distinguer les trois étapes avec une autre interprétation. Lors de la première montée en température, la longueur d'onde croît de façon linéaire avec la température. La pente correspond à la sensibilité thermique du FBG. Lorsque les 90°C sont atteints, la température est maintenue constante, mais,  $\lambda_B$  croît encore. Après un temps suffisant pour que la résine soit solidifiée, après réticulation complète, la deuxième montée en température fait croître  $\lambda_B$  de manière linéaire avec la température mais avec une sensibilité différente de celle initiale.

Avant la solidification, la sensibilité  $K_T$  du FBG vaut 11,7 pm/°C. Elle est évaluée en calculant le coefficient directeur de la première droite figure 5.12. Cela correspond à la sensibilité de la fibre optique seule non intégrée. Après la cuisson, la sensibilité  $K_T^*$  apparente est de 121,7 pm/°C. Cette valeur est obtenue au moyen de la seconde droite figure 5.12. Cette sensibilité apparente  $K_T^*(t)$  croît progressivement avec la réticulation lors de la phase de cuisson isotherme.

Avec l'expression (5.28), on détermine que  $\alpha_{initial}$  correspondant à celui de la fibre optique vaut  $0,6 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$  (en prenant la valeur de littérature  $\xi = 7,0 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ ). Puis, au moyen de l'expression (5.35), nous calculons que  $\alpha_{final}$  vaut  $78 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ . Nous calculons que le coefficient de dilatation du milieu externe à la fibre est de  $2,5 \cdot 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$  avec la relation (5.34). Cette sensibilité apparente élevée

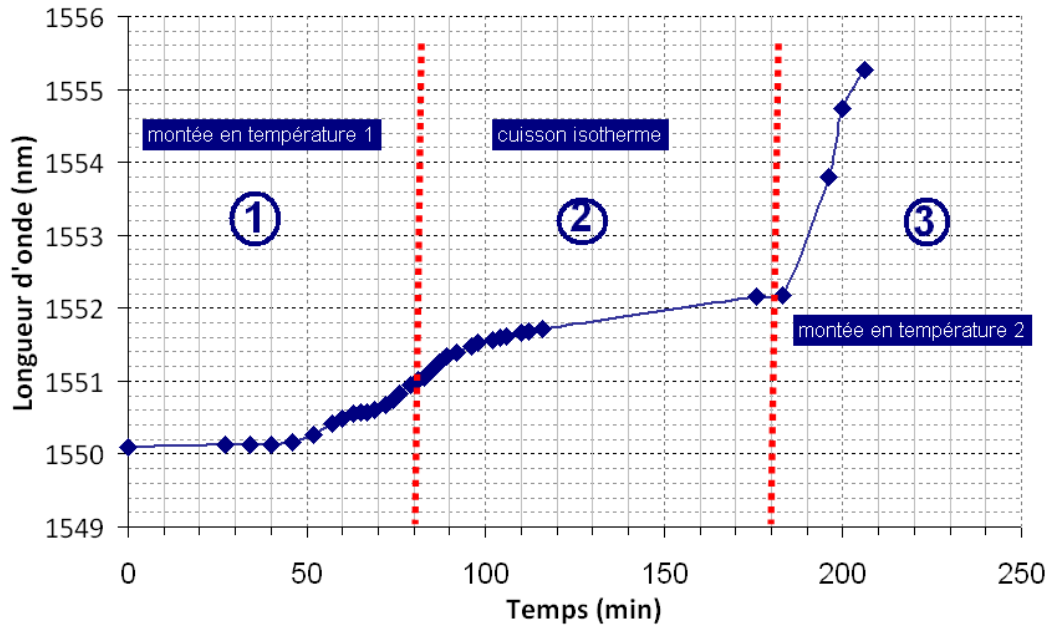


FIG. 5.11 –  $\lambda_B$  au cours de la cuisson

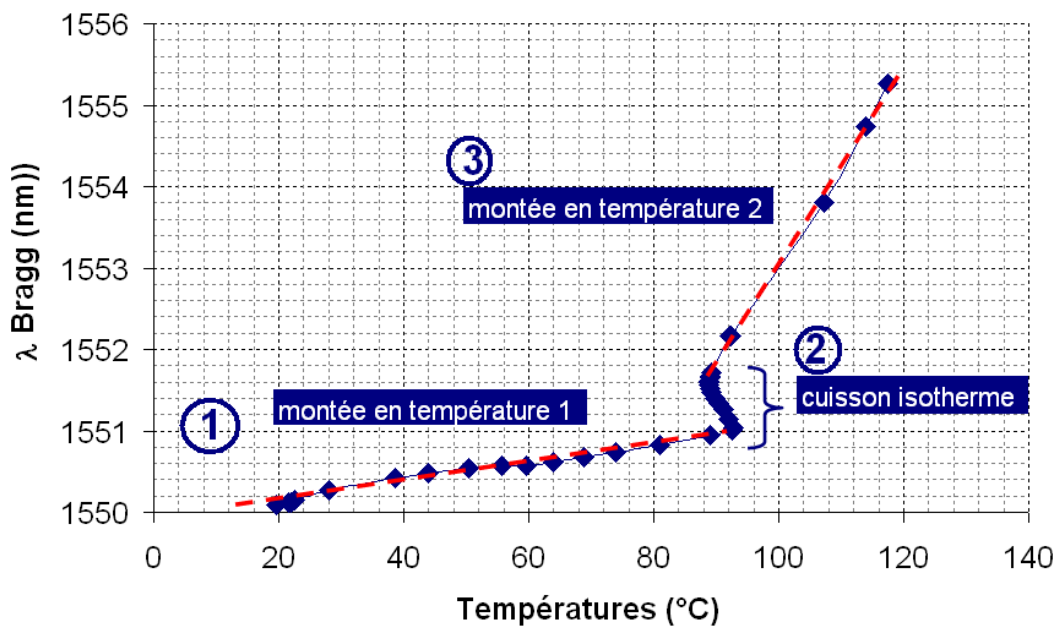


FIG. 5.12 – Longueur d'onde de Bragg en fonction de la température lors de la cuisson d'une résine époxyde

est due au coefficient de dilatation de la résine dans laquelle est noyée le FBG. Le moule en téflon a également un impact sur la valeur de cette sensibilité apparente du FBG. De même que pour la sensibilité  $K_T^*(t)$  pendant la phase de cuisson isotherme, le coefficient de dilatation de la résine croît progressivement, mais nous ne pouvons pas le calculer à partir de ces données.

Sous certaines hypothèses que nous allons exposer, il est possible de calculer les déformations au cours de la cuisson de résine. Les déformations calculées sont représentées sur la figure 5.13.

### Étape ① : première montée de température

Lors de la première montée en température nous considérons qu'il n'y a pas de déformation imposée. La variation de  $\lambda_B$  provient uniquement de la variation de température. La seule déformation vue au niveau de la fibre optique est la déformation induite sous sollicitation thermique  $\alpha\Delta T$ . Celle-ci est de l'ordre de  $35 \mu\epsilon$  lors de la montée en température de  $70^\circ\text{C}$ . On a donc une déformation thermique très faible, une déformation mécanique nulle, et une déformation totale qui est aussi très faible durant cette montée de température (figure 5.13, étape ①).

### Étape ② : cuisson isotherme à $90^\circ\text{C}$

Durant l'étape de cuisson isotherme ( $\Delta T=0$ ),  $\lambda_B$  augmente jusqu'à se stabiliser. Cette variation de longueur d'onde ne provient pas d'une variation de température, car celle-ci est nulle, il s'agit donc d'une déformation mécanique. Le processus d'origine chimique de réticulation de la résine a provoqué une expansion de la résine et le FBG est sensible à la variation de volume. On calcule alors la déformation mécanique avec l'expression (5.26) puisque  $K_{\nu\epsilon}$  est connu. **Lors de la cuisson isotherme, la déformation d'origine thermique est nulle**, la déformation mécanique d'origine chimique croît progressivement et se stabilise. Après solidification complète, il n'y a plus de variation de la déformation mécanique. En fait les déformations mécaniques ici rendent compte de l'avancement de la réticulation de la résine. Initialement, les déformations sont nulles et forment un palier puis elles montent de façon progressive et enfin elles se stabilisent. La déformation totale (mécanique+thermique) est donnée figure 5.13, étape ②.

### Étape ③ : deuxième montée de température

Le milieu autour de la fibre optique s'est solidifié. On doit prendre en compte le différentiel de coefficient de dilatation. D'abord la sensibilité apparente est calculée, puis le coefficient de dilatation du milieu est calculée. Ensuite on sait qu'il n'y a qu'une variation de température. C'est pour cela que la déformation mécanique est nulle dans cette étape. La déformation d'origine thermique imposée par le milieu n'est pas nulle, et elle est calculée à partir de l'expression (5.27) avec la sensibilité finale. La déformation totale est donc due à la contribution seule de la déformation d'origine thermique due à la dilatation du milieu (figure 5.13, étape ③). Nous soulignerons que la déformation d'origine mécanique n'est pas exactement nulle aux étapes ① et ③, car les relevés de valeurs présentent un léger écart par rapport au modèle linéaire standard.

On peut résumer les trois étapes de la réticulation par les équations donnant les contributions des déformations.

Étape ①, pas de déformation mécanique :

$$\epsilon_{\text{Totale}} = \underbrace{0}_{\epsilon^m} + \underbrace{\alpha_{fo}\Delta T}_{\epsilon^T} \quad (5.48)$$

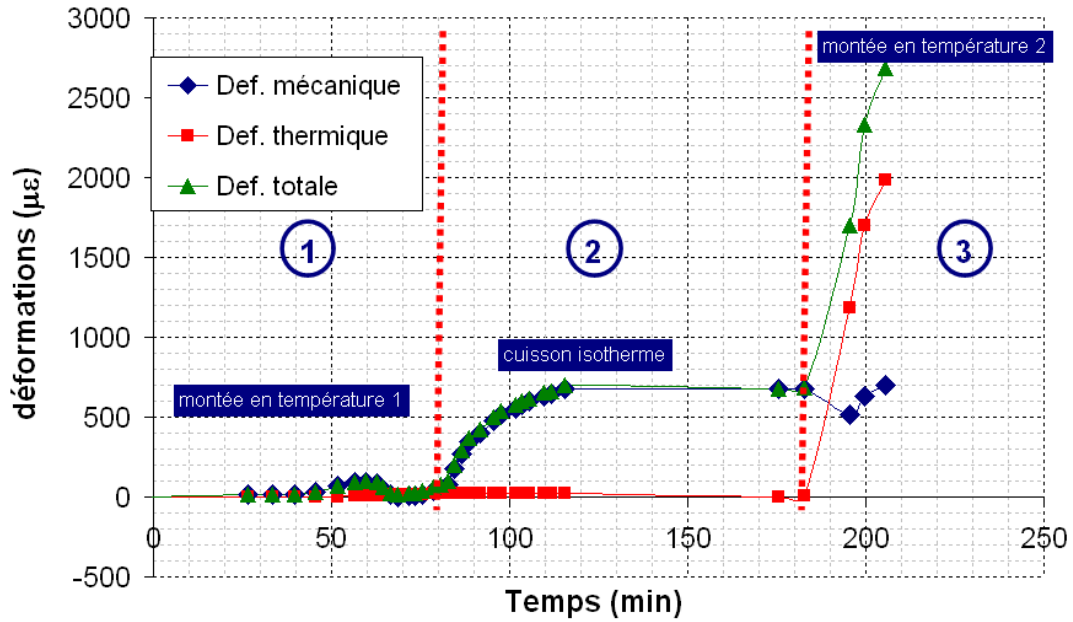


FIG. 5.13 – Déformations au cours de la réticulation d’une résine époxyde

Étape ②, isotherme  $\Delta T = 0$ , donc pas de déformation thermique :

$$\varepsilon_{\text{Totale}} = \frac{\overbrace{\Delta\lambda_B}^{\varepsilon^m}}{K_\varepsilon} + \underbrace{0}_{\varepsilon^T} \quad (5.49)$$

Étape ③, déformation thermique du FBG noyé dans le milieu solide :

$$\varepsilon_{\text{Totale}} = \underbrace{0}_{\varepsilon^m} + \underbrace{\varepsilon_T}_{K_T^* \Delta T} \quad (5.50)$$

Avec  $K_T^* = K_\varepsilon (\alpha_{\text{milieu}} - \alpha_{fo}) + K_T$ . Dans les étapes ② et ③, on suppose que la sensibilité  $K_\varepsilon$  ne varie pas. On doit également admettre que ces relations entre variation de longueur d’onde, une déformation uni-axiale  $\varepsilon$ , et une variation de température sont assez représentatifs de la physique du capteur dans cet environnement.

Nous ne pouvons pas directement calculer le degré d’avancement de la réaction en utilisant l’équation (5.37). En effet, pour calculer  $\alpha^*(t)$ , il faut déterminer  $K_T^*(t)$ . Or la température est constante donc la sensibilité pendant la réticulation ne peut pas être calculée. La sensibilité peut être calculée à condition que la température varie très progressivement comme dans les travaux proposés par [Giordano 04] et [Antonucci 06] où les résines sont réticulées avec des rampes de montée en température très faibles de l’ordre de  $1^\circ\text{C}/\text{minute}$ . Cependant, la courbe de la déformation mécanique présente une **marque de l’avancement de la réaction**. Elle présente un premier palier où elle est nulle, puis une montée croissante et enfin un second palier. Le premier palier correspond à un degré d’avancement égal à 0%, le second palier peut être mis en correspondance avec un degré de réticulation de 100%. Cependant, la valeur exacte finale d’avancement ne peut être connue qu’avec une méthode conventionnelle d’obtention du degré d’avancement telle que la DSC. La figure 5.14 présente l’analogie entre l’évolution de la déformation totale pendant la cuisson isotherme et le degré d’avancement de la réticulation de la résine époxyde.



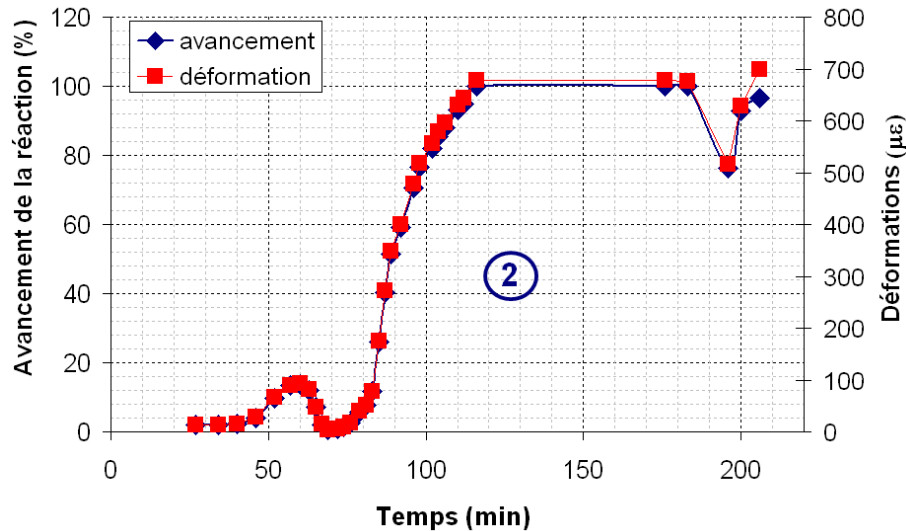


FIG. 5.14 – Marque de l’avancement de la réaction par FBG : analogie entre l’évolution de la déformation pendant la phase de cuisson isotherme et le degré d’avancement de réticulation d’une résine époxyde

### 5.2.1.2 Deuxième expérience : résine époxyde RTM6©, cycle de cuisson à 180°C

Ce second cas de découplage température et déformation concerne une résine reconnue pour sa qualité dans le domaine des composites. Il s’agit de la RTM6©, une résine époxyde également. Un FBG est introduit dans un moule en téflon contenant la résine liquide et l’ensemble est porté à 180°C dans l’étuve. Trois thermocouples suivis par le multimètre Agilent permettent de mesurer les températures du four, du moule et de la résine à proximité du FBG. Les longueurs d’onde  $\lambda_B$  sont relevées par le système Tunics/Rifocs piloté par l’interface Labview© comme lors de la cuisson précédente. Les évolutions des trois températures sont reportées figure 5.15. Après une phase de cuisson isotherme à 180°C d’une durée de plus d’une heure, le moule est refroidi. Le cycle de cuisson comporte trois étapes : une première rampe de montée de température (à 5°C par minute), une cuisson isotherme à 180°C et un refroidissement jusqu’à la température ambiante. On remarque sur la figure 5.15 que les températures relevées (par thermocouples) au niveau du FBG noyé dans la résine font apparaître un pic d’exothermie à 240°C. Ce pic n’apparaît pas dans le relevé de température au niveau du four. La réaction chimique de la RTM6© est exothermique pendant la cuisson. Ce cas de cuisson se distingue du cas de la résine précédente qui n’admettait pas de variation de température d’origine chimique. Le découplage température et déformation est donc ici différent.

Les  $\lambda_B$  sont relevées par le FBG tout au long de la cuisson et représentées figure 5.16. On note que la valeur présente aussi un pic au moment de l’exothermie. Lors de l’étape ② figure 5.16, on remarque que  $\lambda_B$  diminue progressivement jusqu’à la stabilisation. Lors de l’étape ③ de refroidissement, la longueur d’onde décroît beaucoup plus avec la variation de température qu’avant la cuisson. Entre  $\lambda_B$  initiale et après cuisson, il y a une diminution de plus de 14 nm. Cette valeur caractérise l’état de contraintes résiduelles subi par le FBG dû à la résine au cours de la cuisson et surtout au refroidissement.

Lorsque l’on représente la réponse  $\lambda_B$  du FBG avec les variations de température (figure 5.17), on note, comme dans le cas précédent, deux pentes différentes ; soit deux sensibilités. La sensibilité initiale est de 11 pm/°C (figure 5.17, étape ①) et la sensibilité apparente après la cuisson est de 74 pm/°C (figure 5.17, étape ③). Celle-ci correspond à un coefficient de dilatation apparent de  $48.10^{-6}$  pm/°C. Durant la phase de réaction, la température augmente jusque 240°C et ensuite elle diminue

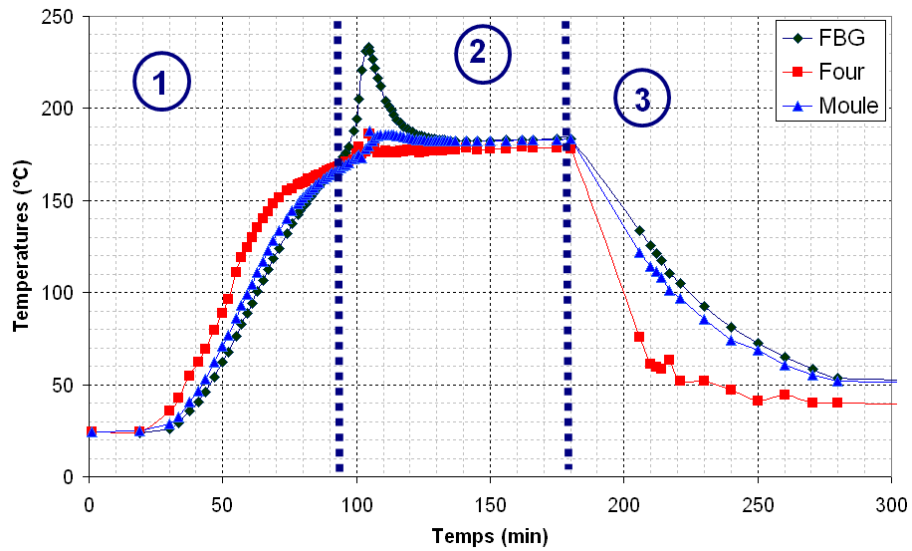


FIG. 5.15 – Températures mesurées par thermocouples au cours de la cuisson de résine RTM6 au niveau du four, du moule et de la résine, cas 180°C

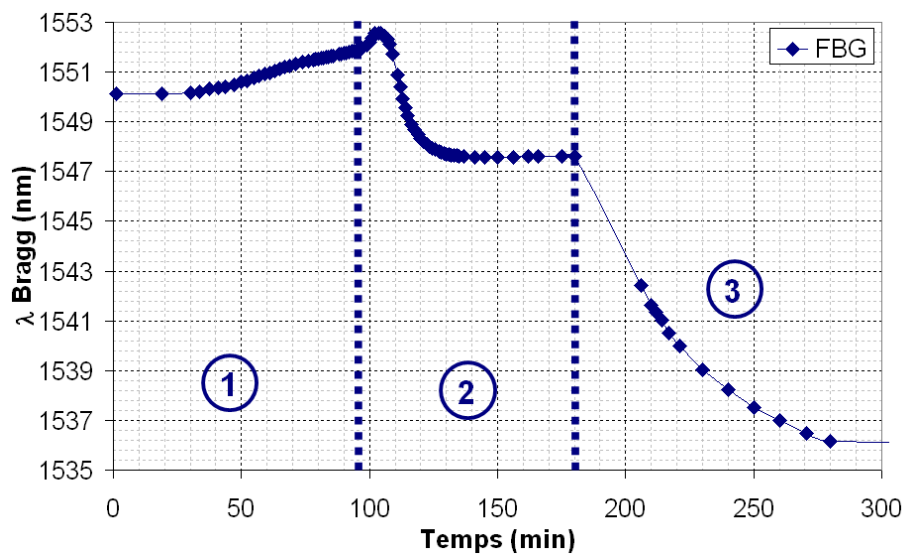


FIG. 5.16 –  $\lambda_B$  mesurée au cours du temps pendant la cuisson de la RTM6, cas 180°C

et tend à se stabiliser autour de 180°C. En diminuant, la longueur d'onde ne revient pas à sa position en début de la cuisson mais présente une diminution importante de 5 nm (étape ②).

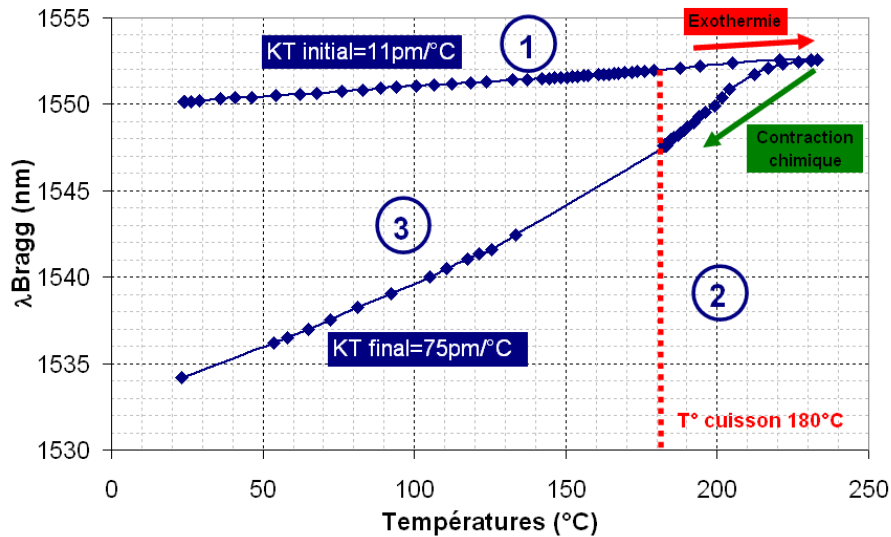


FIG. 5.17 –  $\lambda_B$  en fonction de la température pendant le cycle de cuisson de la résine RTM6, cas 180°C

On calcule la déformation totale au moyen des valeurs relevées par le FBG et les températures relevées par thermocouple avec la relation 5.30. On ne peut pas isoler la déformation thermique et la déformation mécanique. On représente les deux évolutions dans la figure 5.18. Pendant l'étape 2,  $K_T$  évolue pour atteindre sa valeur  $K_T^*$ , très certainement, sa valeur évolue comme la marque de l'avancement 5.14. Cependant en considérant que  $K_T$  est connu et correspond à sa valeur initiale, on peut néanmoins quantifier la déformation totale vue par le FBG pendant cette étape. On constate que dans la première phase (figure 5.18, étape ①), la température augmente pour atteindre la température de cuisson mais la déformation (ici mécanique) n'évolue pas de manière perceptible. Puis pendant la phase de cuisson, (figure 5.18, étape ②) on constate le pic exothermique relevé par le FBG et une diminution de la déformation d'origine mécanique liée à la contraction d'origine chimique. En fait, pendant la réticulation deux phénomènes sont en compétition, ceux-ci conduisent à une déformation d'origine thermique due à l'exothermie et une contraction d'origine chimique. Le FBG ici permet d'isoler cette dernière. Lorsque la réaction est terminée, il y a une stabilisation de cette déformation. Puis lorsque le système est refroidi, la déformation diminue avec des valeurs très importantes (figure 5.18, étape ③). En effet, on remarque un important fléchissement du moule en téflon avec une flèche de l'ordre de 5mm.

A partir de l'évolution particulière des déformations durant la phase de cuisson extraite de la figure 5.18, étape ②, on simule une courbe du taux d'avancement de la réaction en calibrant de manière à avoir 0% initialement et 100% en fin de réaction (figure 5.19). Sur cette figure 5.19, il est possible d'extraire un paramètre pertinent par rapport à la cuisson de résine, il s'agit du temps nécessaire à la cuisson. Dans le cas présent, ce **temps seuil de cuisson** est estimé à 50 minutes. Au delà de ce temps, il n'y a plus de déformation significative, cela suppose que la réaction est en grande partie terminée.

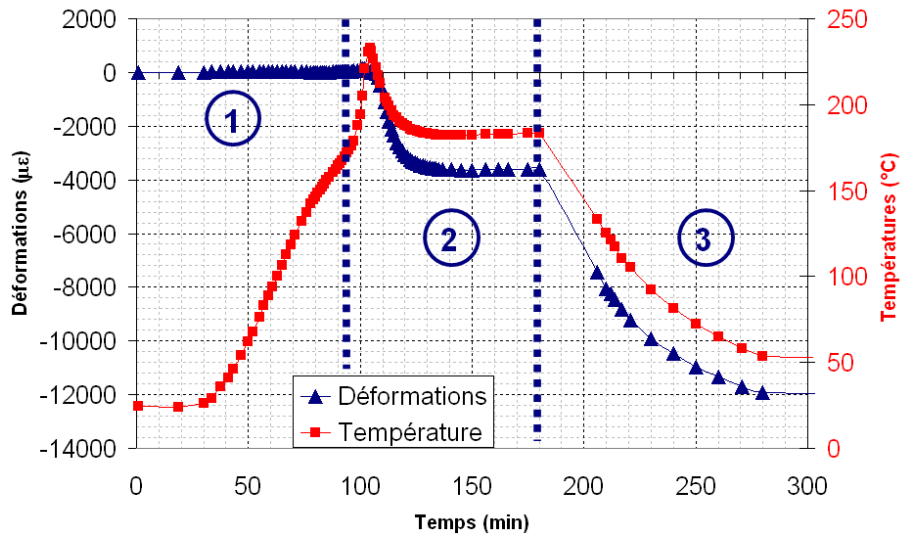


FIG. 5.18 – Suivi de la déformation totale et de la température par FBG combiné avec thermocouple lors du cycle de cuisson de la résine RTM6, cas 180°C

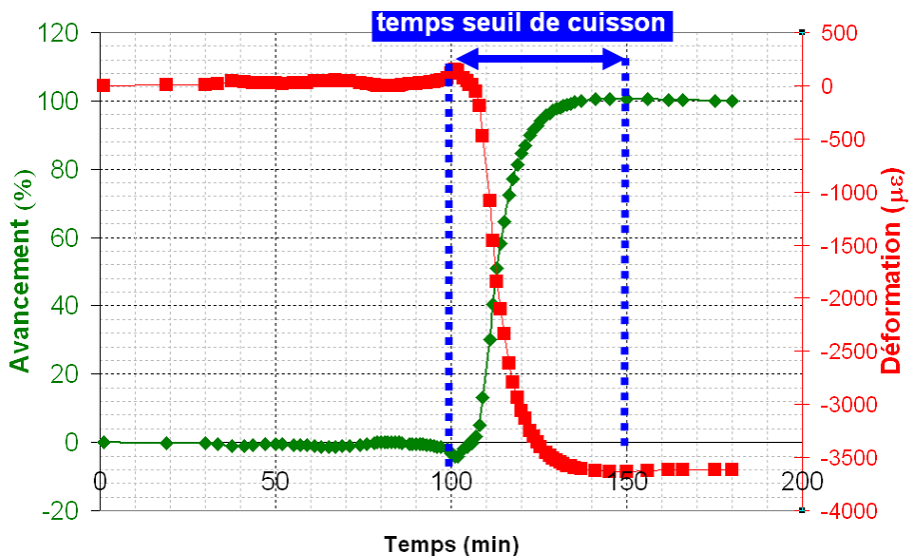


FIG. 5.19 – Avancement de la réaction de cuisson de la résine RTM6, cas 180°C

## 5.2.1.3 Troisième expérience : résine époxyde RTM6, cycle de cuisson à 140°C

Dans cette troisième expérience, nous appliquerons un cycle de cuisson sur la résine non pas à 180°C comme dans la section précédente mais à 140°C. Cette expérience supplémentaire présente plusieurs intérêts. D'une part, cela permettra de conforter les observations précédentes. D'autre part, une température de cuisson plus faible permettra d'adoucir les effets de l'exothermie. La réaction sera plus lente et plus aisée à suivre. Enfin, une température de cuisson plus faible devrait aboutir à un temps seuil de cuisson plus long que celui obtenu précédemment.

Les températures relevées en trois points sont reportées sur la figure 5.20. Elles ont également été mesurées au moyen de thermocouples dans la résine à proximité du FBG, sur le moule et au niveau du four. On remarque que le pic d'exothermie dans ce cas est également présent. Mais la température atteinte est de 160°C contre 240°C précédemment, et le pic d'exothermie est plus large. En principe, l'aire de la fonction température, qui est représentative de l'énergie d'enthalpie dégagée, est de même valeur dans les deux cas de cuisson.

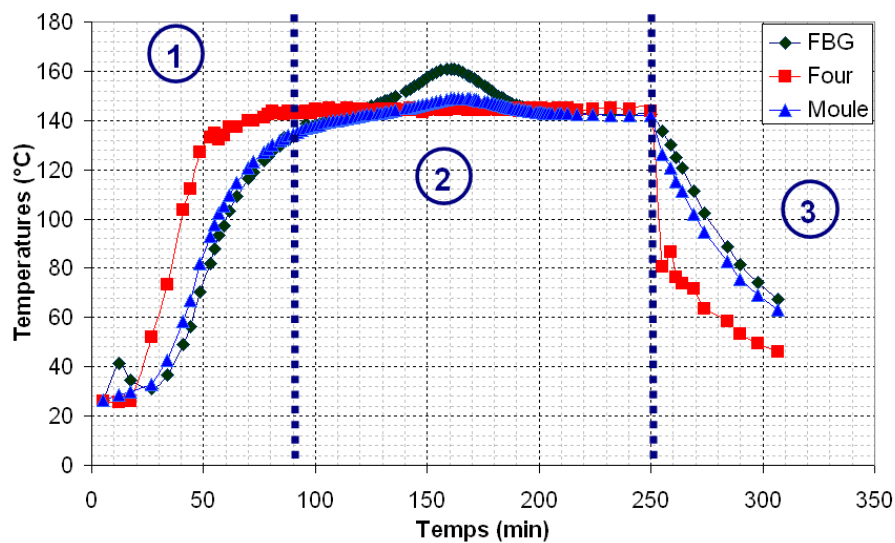


FIG. 5.20 – Températures mesurées au cours de la cuisson de résine RTM6 au niveau du four, du moule et de la résine, cas 140°C

Les longueurs d'onde de Bragg sont reportées sur la figure 5.21. L'évolution est globalement identique au cas de la cuisson à 180°C de la figure 5.16. La diminution de  $\lambda_B$  est moins importante dans ce cas présent : environ 3 nm de diminution au lieu de 5 nm dans le cas précédent (et de 8 nm sur l'ensemble de la réaction, contre 14 nm dans le cas précédent).

Les longueurs d'onde en fonction des températures sont reportées figure 5.22. L'évolution de la courbe est similaire au cas précédent. Les sensibilités initiales sont identiques soit 11 pm/°C. Les sensibilités en fin de réaction sont du même ordre. Dans ce cas, on obtient 87 pm/°C contre 75 pm/°C dans le cas précédent.

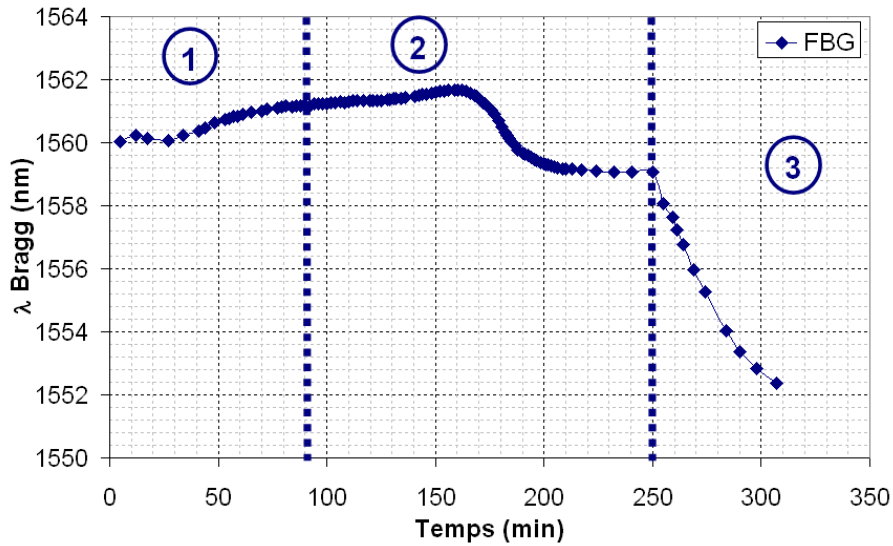


FIG. 5.21 –  $\lambda_{\text{B}}$  mesurée au cours du temps pendant la cuisson de la RTM6, cas 140°C

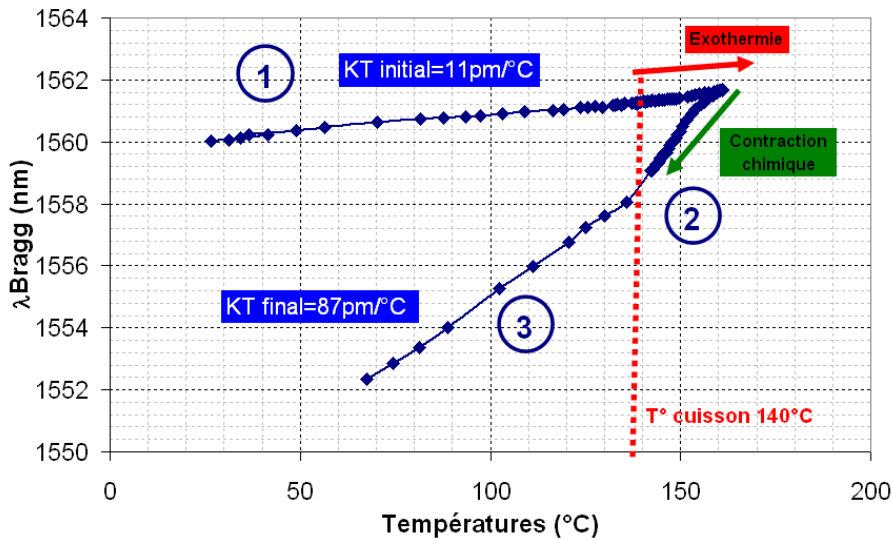


FIG. 5.22 –  $\lambda_{\text{B}}$  en fonction de la température pendant le cycle de cuisson de la résine RTM6, cas 140°C

Les déformations sont découplées des températures de la même manière que dans la section précédente. Elles sont reportées sur la figure 5.23. On constate que les évolutions sont globalement similaires au cas à 180°C. Dans le cas présent, au cours de la cuisson à 140°C, la déformation atteint une valeur deux fois moindre en valeur absolue que dans le cas à 180°C.

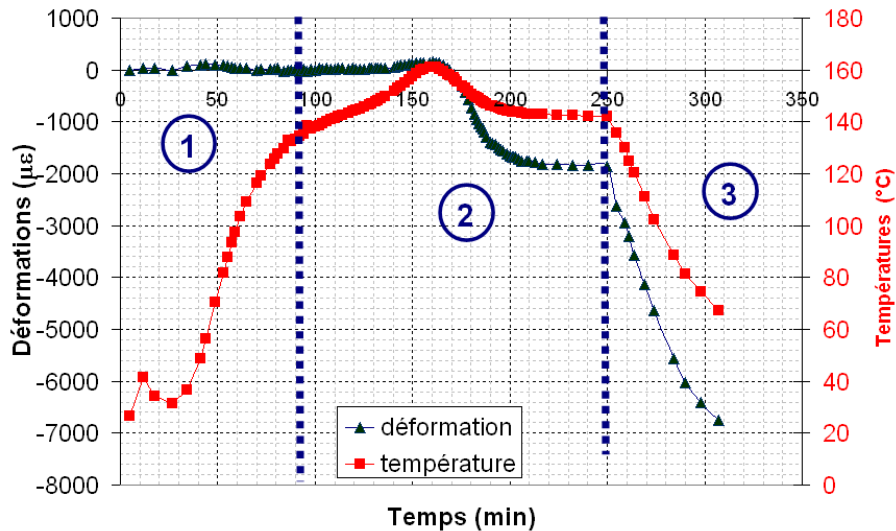


FIG. 5.23 – Suivi de la déformation totale et de la température par FBG combiné avec thermocouple lors du cycle de cuisson de la résine RTM6, cas 140°C

Enfin, nous simulons la courbe d'avancement de la réaction selon la même méthode que dans la précédente section. Bien que, dans le cas présent, une cuisson à 140°C ne permette pas d'atteindre le même degré de réticulation, nous considérerons qu'en fin de cuisson celui-ci sera de 100% pour cette analogie. On note, cette fois que le temps de cuisson seuil est plus long, soit de 90 minutes contre 50 minutes dans le cas à 180°C. Ce résultat confirme ce que nous espérions observer avec cette seconde cuisson. La méthode permet donc de donner une valeur de durée de cuisson représentative du temps de cuisson nécessaire à une température donnée.

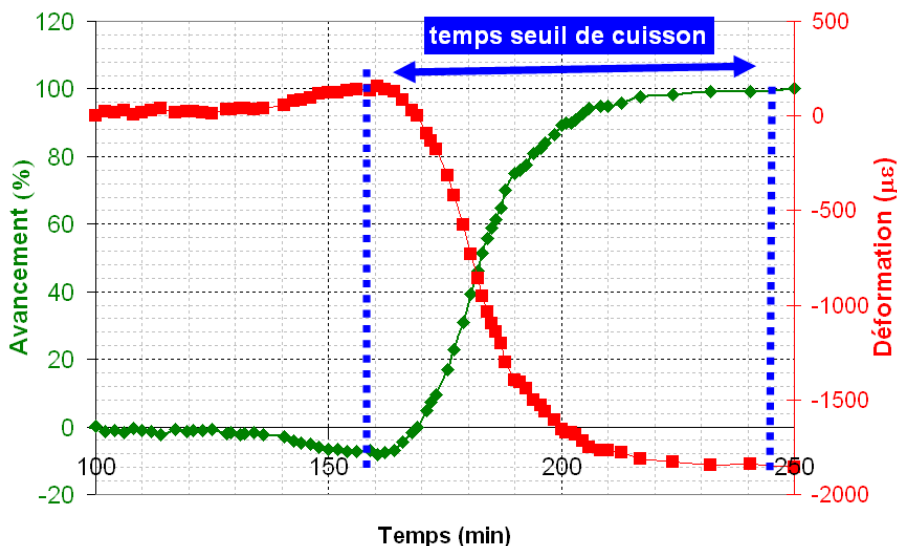


FIG. 5.24 – Avancement de la réaction de cuisson de la résine RTM6, cas 140°C

#### 5.2.1.4 Expériences supplémentaires : influence du moule

##### Description

Nous voulons voir l'influence (par rapport au découplage) du moule dans lequel est placée la résine liquide. Deux autres cuissons de résines sont donc réalisées au moyen d'éprouvettes de matériaux et de

dimensions différentes. Ces deux cas seront comparés au cas de la cuisson dans le moule en téflon réalisé précédemment. La méthodologie est la même. Les températures sont suivies au multimètre Agilent par thermocouples, et les longueurs d'onde avec le système Tunics/Rifocs/Labview. Les cycles de cuissons employés sont tous de type 180°C et la résine époxyde utilisée est la RTM6. Les “moules” employés pour ces cuissons sont les suivants :

- un moule-éprouvette en Invar (alliage Fer(60%)-Nickel(60%)) de longueur 120 mm, largeur 10 mm et épaisseur 5 mm, présentant une rainure en forme de “U” réalisée par usinage de  $1 \times 1 \text{ mm}^2$  en son milieu. La résine et la fibre optique sont introduites dans la rainure. La quantité de résine est donc très faible par rapport au moule en téflon, soit de  $120 \text{ mm}^3$ .
- un moule- éprouvette en carbone/époxy UD réalisé à partir de plis de fibre de carbone préimprégnés (20 plis) ayant une dimension proche du moule en téflon (longueur 250mm, largeur 30mm et épaisseur 2,5mm). Un film de mastic étanche est utilisé pour contenir la résine sur l'éprouvette plate. La quantité de résine versée est de  $2500 \text{ mm}^3$ .

Les trois moules sont représentés figure 5.25. Cette figure fait également apparaître au centre une éprouvette de résine cuite à 180°C plus sombre que la résine cuite à 140°C dans le moule en téflon.

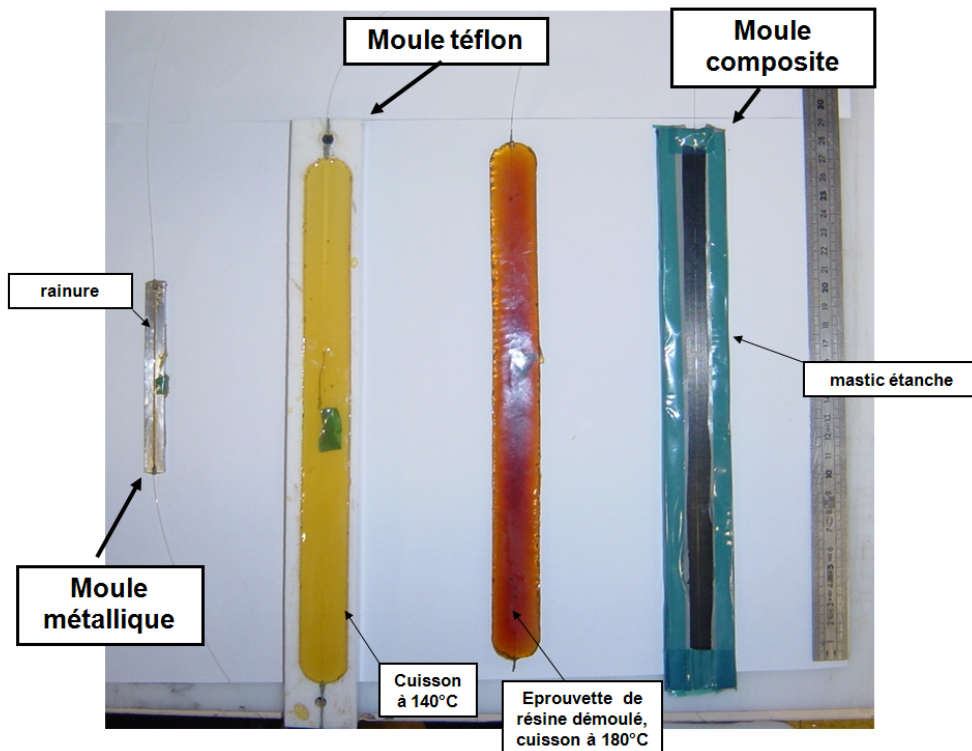


FIG. 5.25 – Comparaison des “moules” utilisés pour réaliser des cuissons de résines époxydes sur différents supports (téflon, métallique, composite)

### Évolution des longueurs d'onde

Les longueurs d'onde relevées au cours des cuissons sont reportées sur la figure 5.26. On remarque que les variations de longueurs d'onde pendant la phase de cuisson (étape ② sur la figure 5.26) sont différentes. Dans le cas du moule en téflon la variation est très perceptible, soit de  $-5 \text{ nm}$ . Dans le cas du moule en Invar la variation est plus faible et de signe contraire ( $+200 \text{ pm}$ ). Dans le cas du moule composite la variation est également faible ( $-200 \text{ pm}$ ).



### Évolution des températures et des déformations

Dans un second temps, on reporte comme vu précédemment les évolutions des températures relevées par thermocouples et des déformations calculées à partir du découplage FBG/Thermocouple (figure 5.27). Pour le moule en téflon, la quantité de résine est plus importante ( $35000 \text{ mm}^3$ ) que celle des autres moules (moins de  $2500 \text{ mm}^3$ ). L'exothermie est donc peu perceptible dans ces deux derniers cas : quelques degrés seulement d'élévation de température.

Concernant les déformations, dans le cas du moule en téflon, des déformations dans la phase de cuisson sont importantes ( $-2000 \mu\epsilon$ ). Dans les cas des supports en composite ou en Invar, les déformations ainsi calculées sont plus faibles, de l'ordre de  $+100 \mu\epsilon$  dans le cas du métallique et  $-100 \mu\epsilon$  dans le cas du composite. Dans ces deux cas, la faible quantité de résine et la rigidité de l'éprouvette réduit de façon notable les déformations au niveau de la résine. Il est néanmoins possible dans les trois cas de suivre une variation de déformation pendant la réticulation qui se stabilise en fin de cuisson. Lors du refroidissement, le support de composite et le moule en téflon fléchissent de façon perceptible contrairement à l'éprouvette en Invar.

### Influence du moule sur la sensibilité apparente du capteur

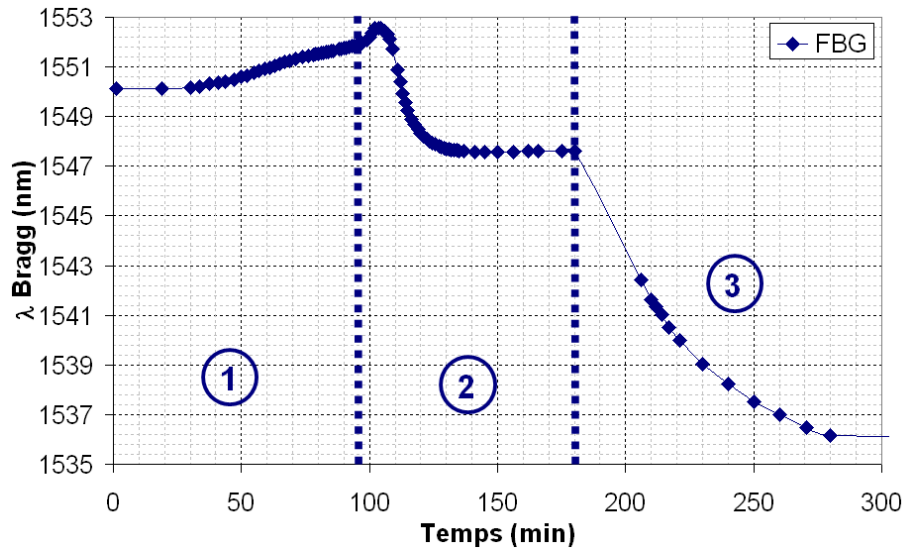
Les quantités de résines sont faibles dans les cas du moule en Invar et du moule en composite par rapport à celles du moule en téflon. Ces différences de quantité et de propriétés de dilatation des matériaux des moules influencent le capteur FBG. Le volume des moules, les coefficients de dilatation, les rigidités  $E$  et le volume de résine sont donnés ci-dessous.

1. Moule téflon (PTFE) :  $V_{moule}=85000 \text{ mm}^3$  ;  $\alpha=100.10^{-6}\text{C}^{-1}$ ,  $E=0.5 \text{ GPa}$ ,  $V_{resine}=35000 \text{ mm}^3$
2. Moule composite (UD) :  $V_{moule}=13125 \text{ mm}^3$  ;  $\alpha=2.10^{-6}\text{C}^{-1}$ ,  $E=132 \text{ GPa}$ ,  $V_{resine}=2500 \text{ mm}^3$
3. Moule métallique (Invar) :  $V_{moule}=5880 \text{ mm}^3$  ;  $\alpha=4.10^{-6}\text{C}^{-1}$ ,  $E=140 \text{ GPa}$ ,  $V_{resine}=120 \text{ mm}^3$

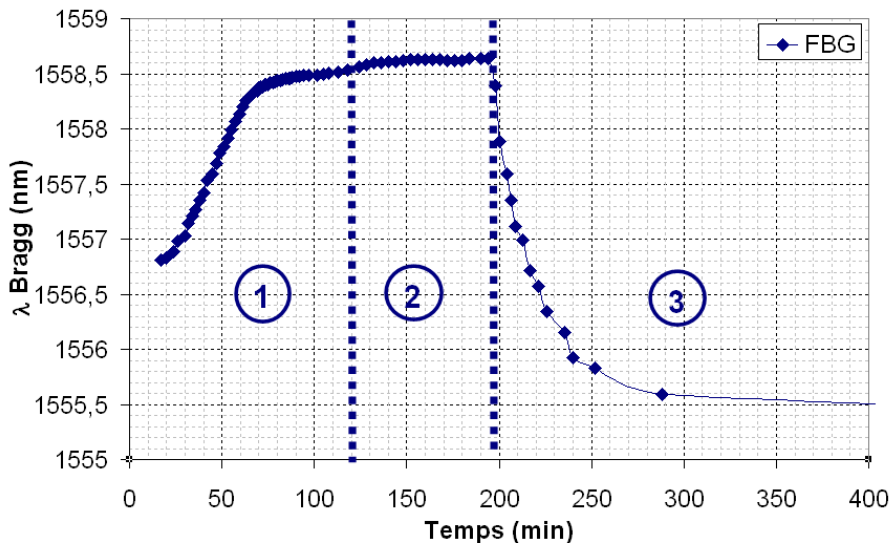
Les longueurs d'onde en fonction des températures relevées par thermocouple au niveau de la résine et du FBG sont reportées figure 5.28. Pour tous les cas, la sensibilité thermique du capteur FBG est la même avant le durcissement de la résine, soit de  $11 \text{ pm}/\text{C}$ . Cette valeur est obtenue avec la pente de la droite dans l'étape ① sur la figure 5.28. Après réticulation, les sensibilités apparentes  $K_T^*$  calculées à partir des pentes lors du refroidissement sont de 75, 35 et 31  $\text{pm}/\text{C}$  respectivement pour le moule en téflon, en Invar et en composite. Ces valeurs sont obtenues avec les droites de l'étape ③ des figures 5.28. Le calcul des coefficients de dilatation du milieu à partir des sensibilités apparentes du capteur (équation (5.35)) donne  $40.10^{-6}\text{C}^{-1}$  pour le moule en téflon,  $23.10^{-6}\text{C}^{-1}$  pour le moule en Invar, et  $19.10^{-6}\text{C}^{-1}$  pour le moule en composite. Les ordres de grandeurs sont raisonnables par rapport aux coefficients de dilatation du matériau du moule et à leur rigidités respectives. Dans les cas des éprouvettes en composite et en Invar, les dilatations de la résine sont bloquées. Le milieu environnant constitué par le moule a donc une influence très perceptible sur la réponse du capteur. Dans les trois cas, bien que la même résine et le même cycle soit appliqués, le suivi des températures, des déformations, et des sensibilités apparentes du capteur FBG conduit à des interprétations singulières dans chacun des cas. L'objectif de cette section était de voir l'influence du milieu environnant sur le découplage température/déformation réalisé au moyen du thermocouple/capteur FBG.

Nous avons donc mis en application les mesures simultanées de température et de déformation avec la solution du capteur FBG assisté du thermocouple. Ce type de découplage est un moyen de référence pour valider les techniques de découplage plus complexes. Les mesures ont été réalisées dans le cadre de la réticulation d'une résine. Cette réaction, en réalité complexe, constitue une étape préliminaire aux mesures dans le matériau composite. La section qui suit est consacrée à l'étude par FBG et

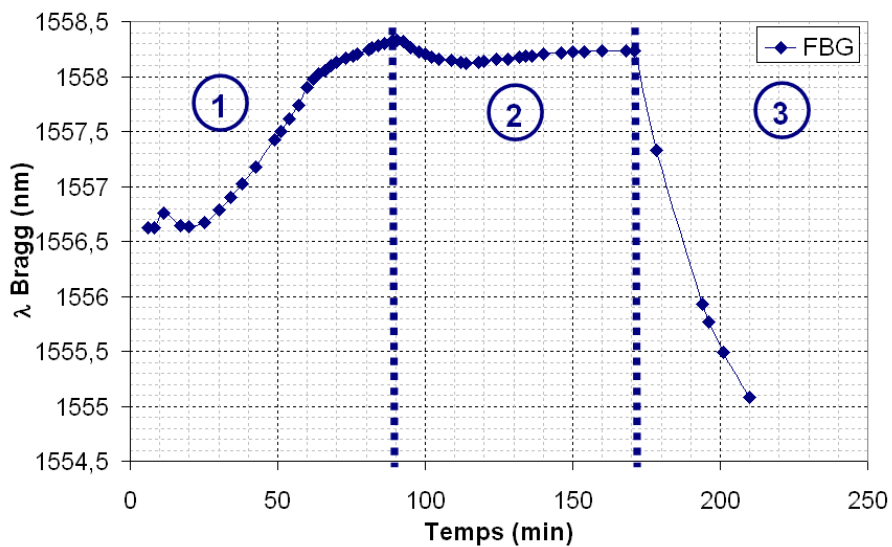
thermocouple lors du procédé d'infusion.



(a) Moule en Téflon

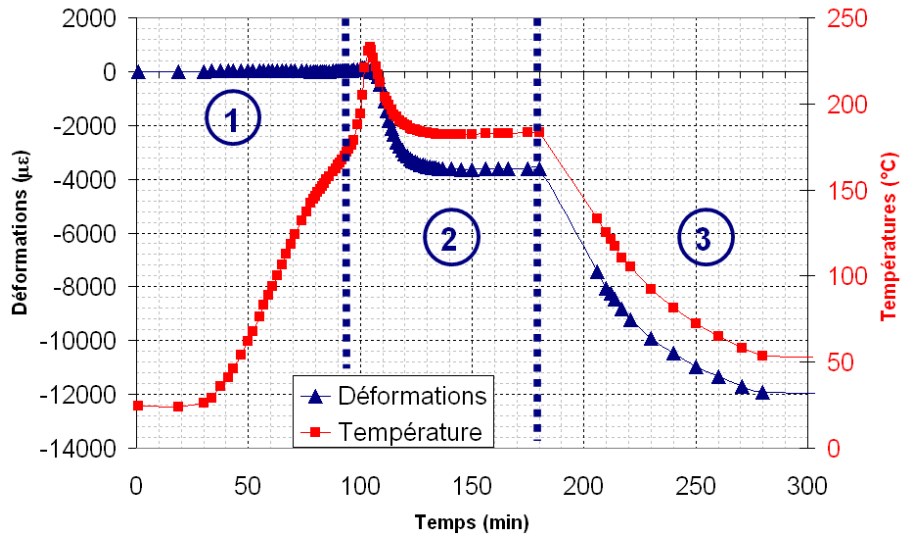


(b) Moule-éprouvette en Invar

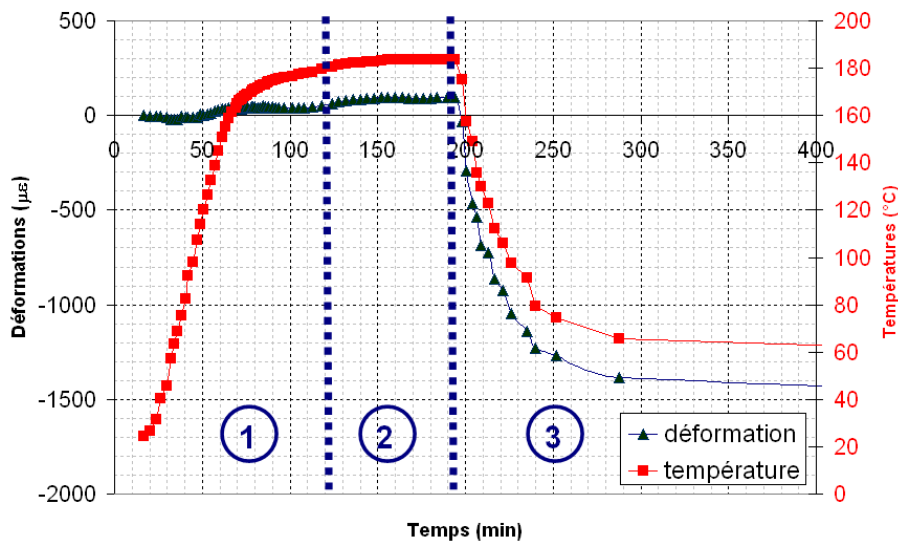


(c) Moule-éprouvette en composite

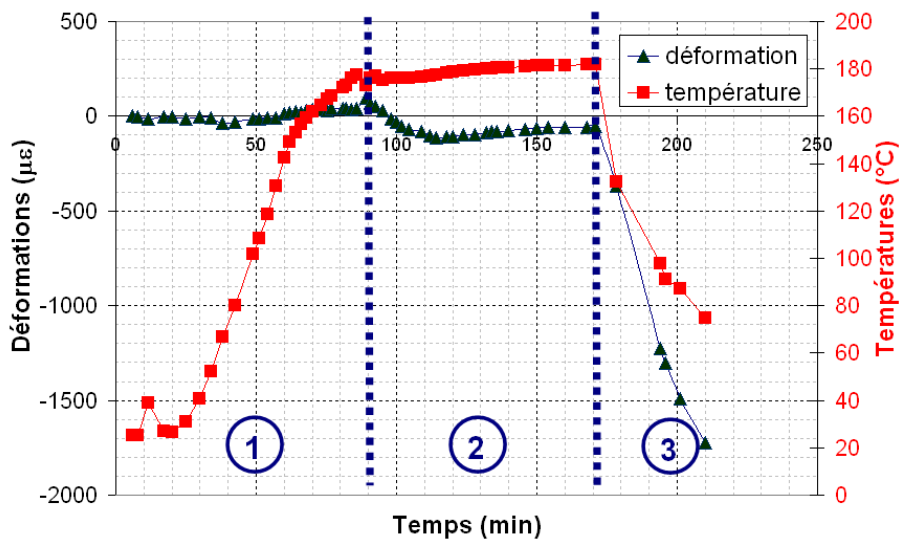
FIG. 5.26 – Influence du matériau du moule sur la mesure FBG lors de la cuisson de résine RTM6 : suivi des longueurs d'onde en fonction du temps. ① Montée en température ; ② Palier de cuisson ; ③ Refroidissement



(a) Moule en Téflon

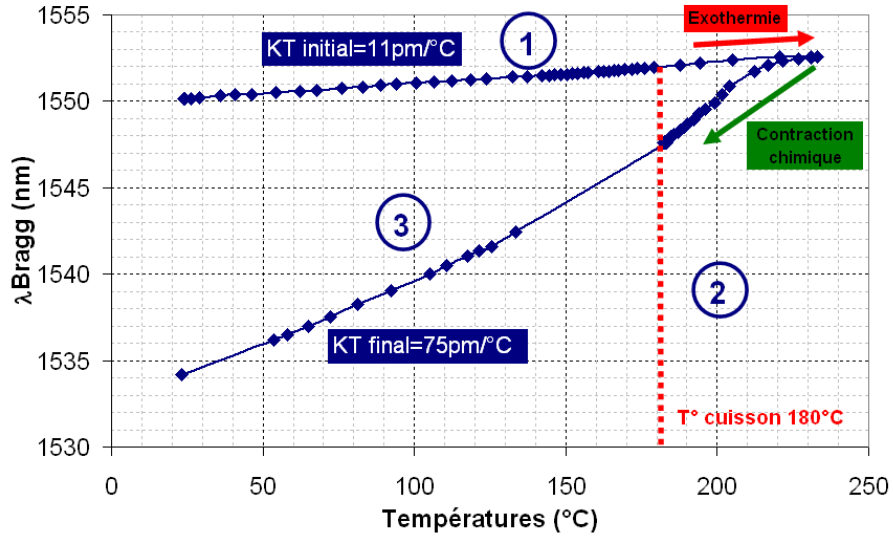


(b) Moule-éprouvette en Invar

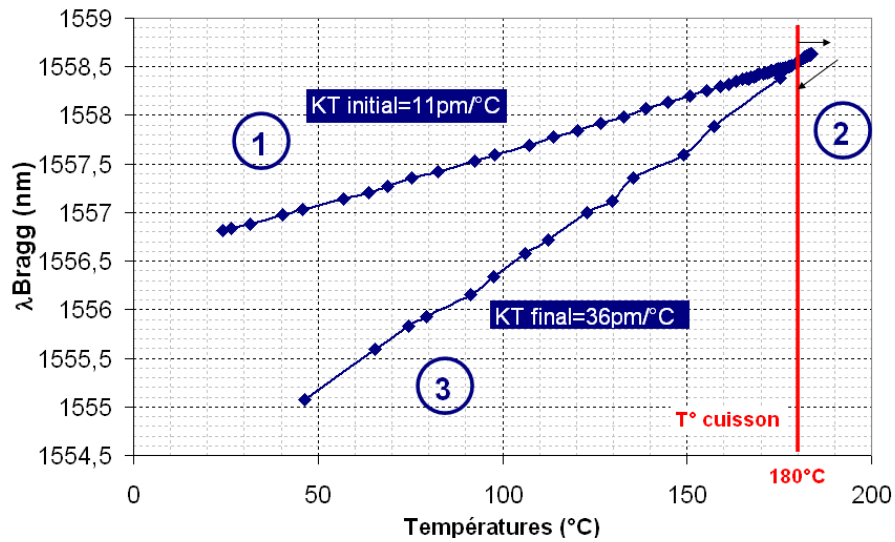


(c) Moule-éprouvette en composite

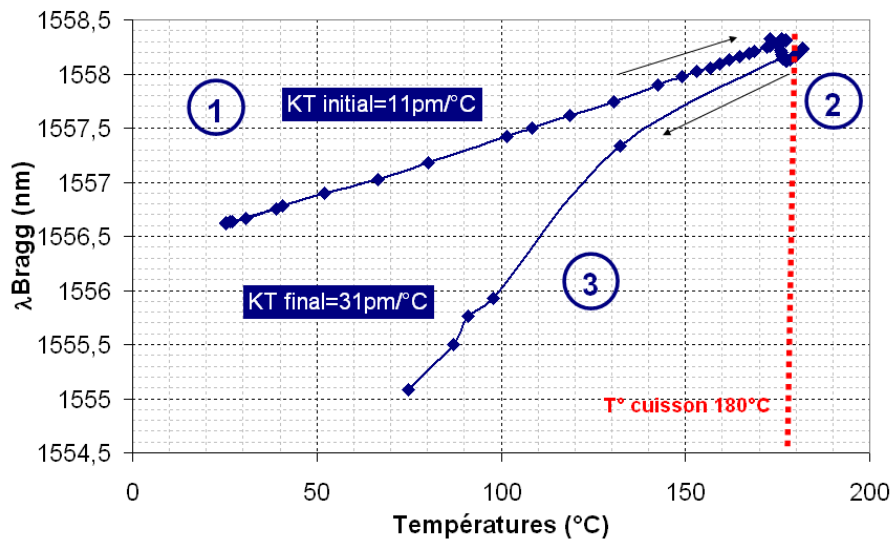
FIG. 5.27 – Influence du matériau du moule sur la mesure thermo-mécanique lors de la cuisson de résine RTM6 : suivi des déformations totales et des températures. ① Montée en température; ② Palier de cuisson; ③ Refroidissement



(a) Moule en Téflon



(b) Moule-épreuve en Invar



(c) Moule-épreuve en composite

FIG. 5.28 – Influence du matériau du moule sur la mesure FBG lors de la cuisson de résine RTM6 : suivi des longueurs d'onde en fonction des températures. ① Montée en température; ② Palier de cuisson; ③ Refroidissement

### 5.2.2 Application des découplages FBG au procédé LRI

#### 5.2.2.1 Découplage au moyen de FBG/thermocouple au cours du procédé LRI

##### Première infusion LRI

Dans cette section, nous allons appliquer le découplage par FBG assisté du thermocouple au procédé LRI d'Hexcel.

Nous voulons suivre les paramètres (température et déformation), pendant toutes les étapes du procédé de fabrication avec le capteur FBG, ainsi que par des capteurs conventionnels (thermocouples et jauges électriques). Nous avons réalisé une plaque à partir d'empilement de 24 plis de tissu unidirectionnel de carbone de 250  $\mu\text{m}$  d'épaisseur. Le tissu utilisé présente des trames de maintien entrelacées dans le sens perpendiculaire aux trames de carbone. La séquence d'empilement est  $[90_6, 0_{12}, 90_6]$ . La plaque est donc équilibrée et symétrique et admet une épaisseur post-cuisson de 6 mm.

La figure 5.29 présente le procédé d'infusion de la résine. On peut voir le front d'infusion et la direction de la résine dans la zone sombre à droite. Cette infusion se fait grâce à une dépression provoquée par la pompe à vide. La pression motrice entre l'entrée et la sortie force la résine à s'infuser progressivement. La partie inférieure de la plaque est chauffante. L'étape d'infusion dure une dizaine de minutes. Elle est assez rapide et dépend de la plaque et des conditions de viscosité de la résine ainsi que de la qualité de la dépression.

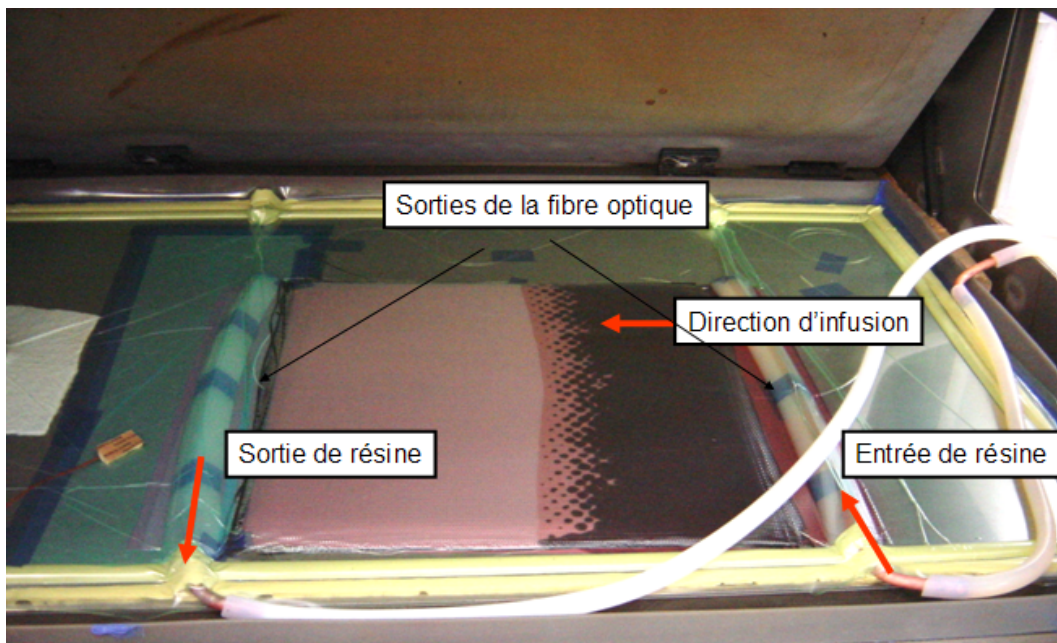


FIG. 5.29 – Infusion de la résine dans la préforme lors du procédé LRI

La préforme est instrumentée par trois sondes thermiques pour suivre les températures pendant la cuisson :

1. une sonde intégrée au dispositif au niveau de la plaque chauffante ( $z = 0$ , on note  $z$  la variable suivant l'épaisseur)
2. un micro thermocouple à mi-épaisseur à proximité du FBG placé au centre dans la préforme après le 12<sup>ème</sup> pli ( $z = 3\text{mm}$ )
3. une sonde Pt100 au-dessus de la préforme ( $z = 6\text{mm}$ )

La première sonde est intégrée au dispositif de fabrication (voir figure 5.30), les deux autres ont été

installées par nos soins. Enfin, le capteur à fibre optique est placé au centre de la préforme à proximité du thermocouple central. La fibre optique contient deux FBG aux caractéristiques spécifiques. Il s'agit de deux réseaux de Bragg gravés superposés à des longueurs de 1457 nm et 1577 nm. Les sorties des fibres optiques sont réalisées au moyen de gaines en téflon qui les protègent de la rupture. Au cours du procédé d'infusion et de la cuisson, on relèvera le temps, les valeurs des sondes de température ainsi que les spectres des FBG. Les spectres FBG sont acquis et traités de la même manière que précédemment.

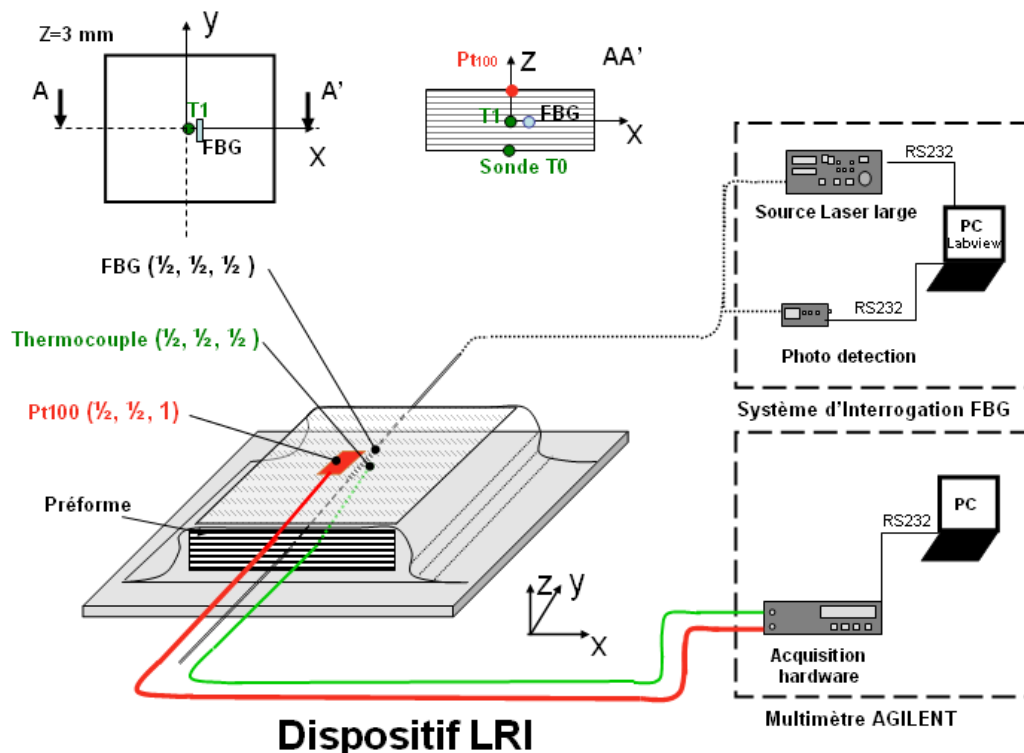


FIG. 5.30 – Première infusion : dispositif de suivi des paramètres procédé LRI par FBG et thermocouples

Nous reportons les températures pour l'ensemble des capteurs sur la figure 5.31. Celle-ci met en évidence les différentes étapes du procédé qui sont : ① l'infusion de résine (une dizaine de minutes dans ce cas), ② la montée en température de cuisson, ③ le palier de cuisson isotherme (ici 2 heures) et ④ le refroidissement. Initialement, le dispositif de cuisson et la résine RTM6 sont maintenus à  $120^{\circ}\text{C}$ . La résine atteint à cette température une viscosité adéquate pour l'infusion. On remarque sur la figure 5.31 que les températures ne sont pas homogènes dans toute l'épaisseur de la plaque. Il y a une différence de  $20^{\circ}\text{C}$  entre la température de la face supérieure et celle de la face inférieure. Cela provient du fait que la plaque est chauffée par le socle inférieur, la partie supérieure du dispositif est à l'air libre. Pendant la phase de refroidissement ④, la différence de température est moindre car la plaque de composite cuite admet une meilleure conductivité thermique que la préforme sèche, étape ①.

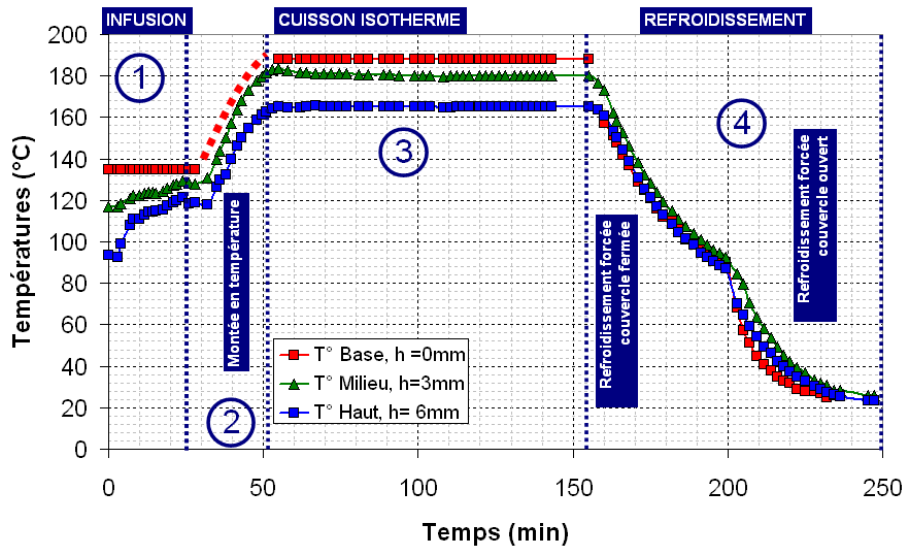


FIG. 5.31 – Températures relevées au cours de la fabrication du composite par LRI via les thermocouples

Sur la figure 5.32, sont représentées les  $\lambda_B$  relevées par les deux FBG. Les évolutions sont similaires à celles des températures et permettent également de rendre compte des différentes étapes du procédé.

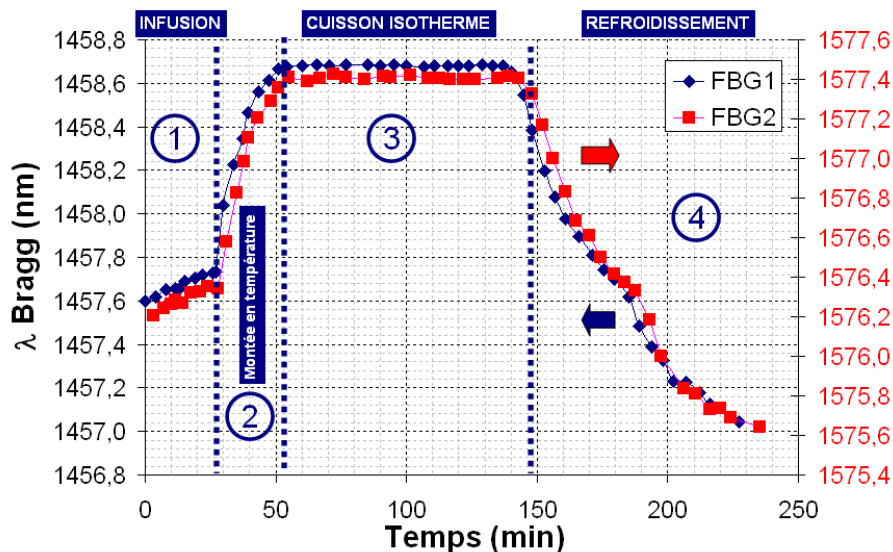


FIG. 5.32 – Suivi des longueurs d'onde des FBG au cours du procédé LRI infusion

Nous représentons la longueur d'onde en fonction des températures sur la figure 5.33. Les pentes sont de même valeur dans la phase qui précède la cuisson isotherme et dans la phase de refroidissement qui la suit (étapes ② et ④ de la figure 5.33). Par conséquent, la sensibilité apparente n'a pas évolué de façon notable au cours de la cuisson, contrairement aux cas des résines époxydes. Cela s'explique car la valeur du coefficient de dilatation thermique du composite est assez proche de celui du verre de la fibre optique. De plus, pendant la phase de cuisson isotherme (étape ③ de figure 5.33),  $\lambda_B$  ne varie pas beaucoup (de moins de 50 pm sur plus d'une heure et demi de cuisson). Le composite n'admet donc pas pendant cette phase de cuisson une contraction qui fait varier de façon significative  $\lambda_B$ . Nous montrons que le capteur permet de s'assurer que la plaque n'a pas été déformée lors de la cuisson isotherme. Le suivi par le deuxième FBG donne des résultats très similaires.



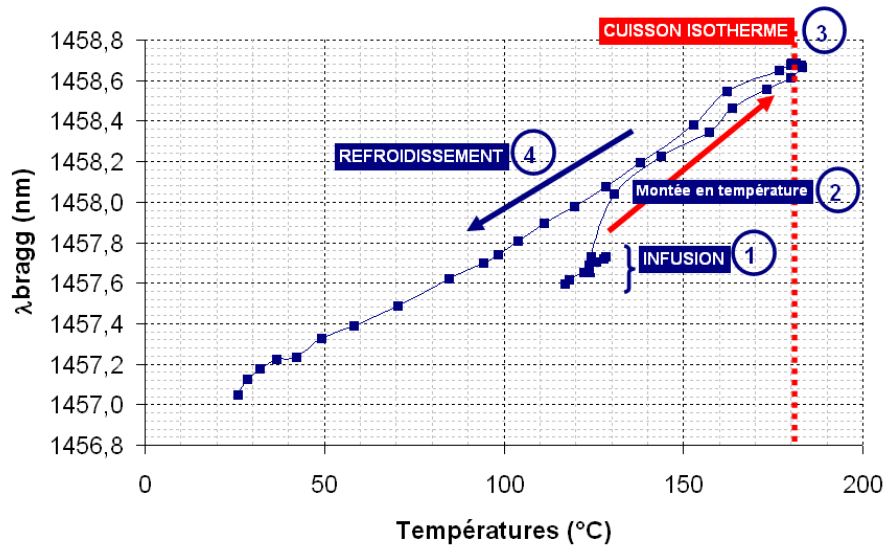


FIG. 5.33 – Suivi des longueurs d’onde de Bragg en fonction de la température pendant le procédé LRI

A partir des longueurs d’onde d’un FBG (au choix) et de la température obtenue par le thermocouple on peut évaluer la déformation. On utilise pour cela la relation (5.30) dans la section 5.1.3. On constate que la déformation varie uniquement pendant les phases de variations de température. Pendant la phase de cuisson isotherme la déformation est quasiment constante, mais augmente légèrement jusqu’à se stabiliser. En fin de cuisson le FBG se trouve dans un état de traction.

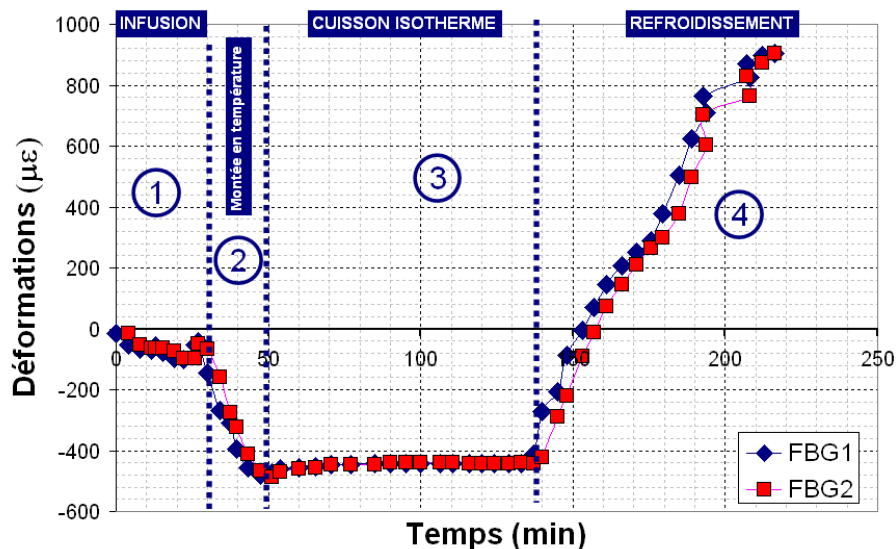


FIG. 5.34 – Déformation totale calculée avec FBG/thermocouple

Enfin, si on représente la déformation totale en fonction de la température (figure 5.35), on obtient une variation de la déformation linéaire avec la température sur l’ensemble du procédé. Le point important est que lors de la cuisson isotherme, il n’y a pas de variation de la déformation totale. Il n’y a donc que des déformations d’origine thermique perceptibles dans les étapes ①, ② et ④ de la figure 5.35. La pente est légèrement plus importante après cuisson. La pente dans l’étape ④ correspond au coefficient de dilatation thermique apparent du FBG dans le composite.

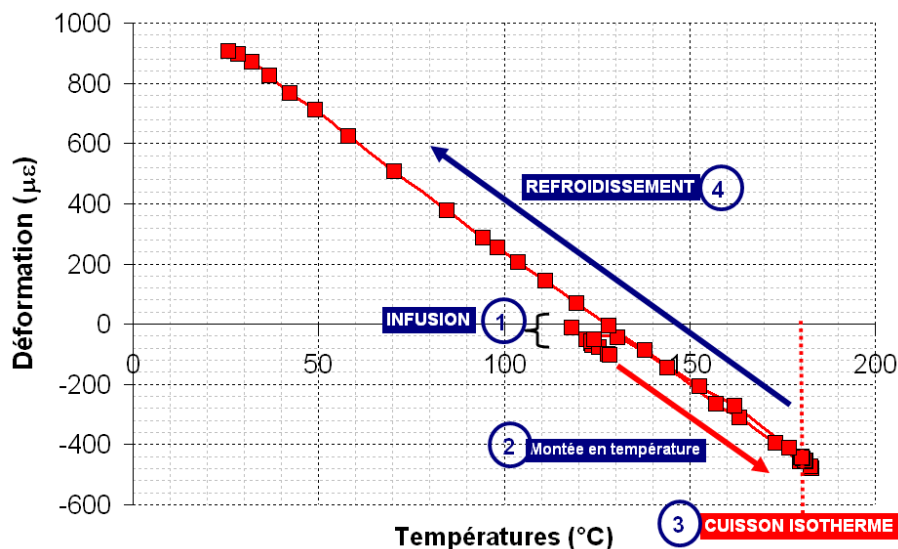


FIG. 5.35 – Déformation totale en fonction de la température pendant le procédé d'infusion LRI (première infusion)

### Deuxième infusion LRI

Nous présentons maintenant une seconde instrumentation du procédé d'infusion réalisée dans les mêmes conditions. Il s'agit également d'une plaque de 6 mm d'épaisseur, avec un empilement de 24 plis,  $[90_6, 0_{12}, 90_6]$ , symétrique et équilibrée, tissu de 250 micromètre d'épaisseur avec trame. Cette infusion est instrumentée par 7 thermocouples distribués dans la plaque, une jauge électrique de déformation HBM© et un capteur FBG. Le montage est donné figure 5.36. Les 7 thermocouples sont répartis de façon à avoir une information sur le gradient spatial dans les trois directions dans le repère de la plaque (OXYZ) : trois suivant l'axe OX, trois suivant l'axe OY, et trois suivant l'axe OZ, le thermocouple du centre intervenant pour chacun des axes. La jauge de déformation électrique HBM© est positionnée au centre de la plaque à proximité du thermocouple central. Le capteur FBG sur une fibre optique est également situé au centre de la plaque en ce même point.

Les températures et les déformations sont acquises avec une centrale Agilent© 34970A qui dispose de 20 voies. Les 7 voies de thermocouples sont acquises (chaque seconde) pendant toute la durée de l'infusion. Ces capteurs distribués dans la préforme, d'une part rendent compte de l'hétérogénéité des températures au sein de la plaque, et d'autre part peuvent être également utiles pour suivre le front d'avancement de la résine dans la préforme.

Les températures sont représentées sur la figure 5.37. Les évolutions rendent compte des étapes du procédé et font également apparaître l'arrivée de la résine. Celle-ci étant injectée à une température plus froide que la préforme, provoque donc une légère diminution des températures lors du contact avec les capteurs. Les 7 thermocouples permettent de rendre compte du gradient de température au niveau de la plaque. L'écart entre la température la plus haute et la plus basse est plus important lorsque la préforme est sèche ( $12^\circ\text{C}$ ), alors qu'après cuisson il est inférieur à  $2^\circ\text{C}$ . Au cours de la première moitié de la phase de cuisson, le régulateur thermique a été désactivé, les températures ont légèrement oscillées. Ces thermocouples distribués permettent donc de suivre les températures au cours du procédé d'élaboration de composites de façon bien efficace.

Les  $\lambda_B$  sont représentées sur la figure 5.38. L'évolution permet de rendre compte des principales différentes étapes du cycle de cuisson du procédé. On remarque, comme dans le cas de la première infusion, que  $\lambda_B$  ne varie pas pendant la phase de cuisson comme cela a été le cas pour les résines

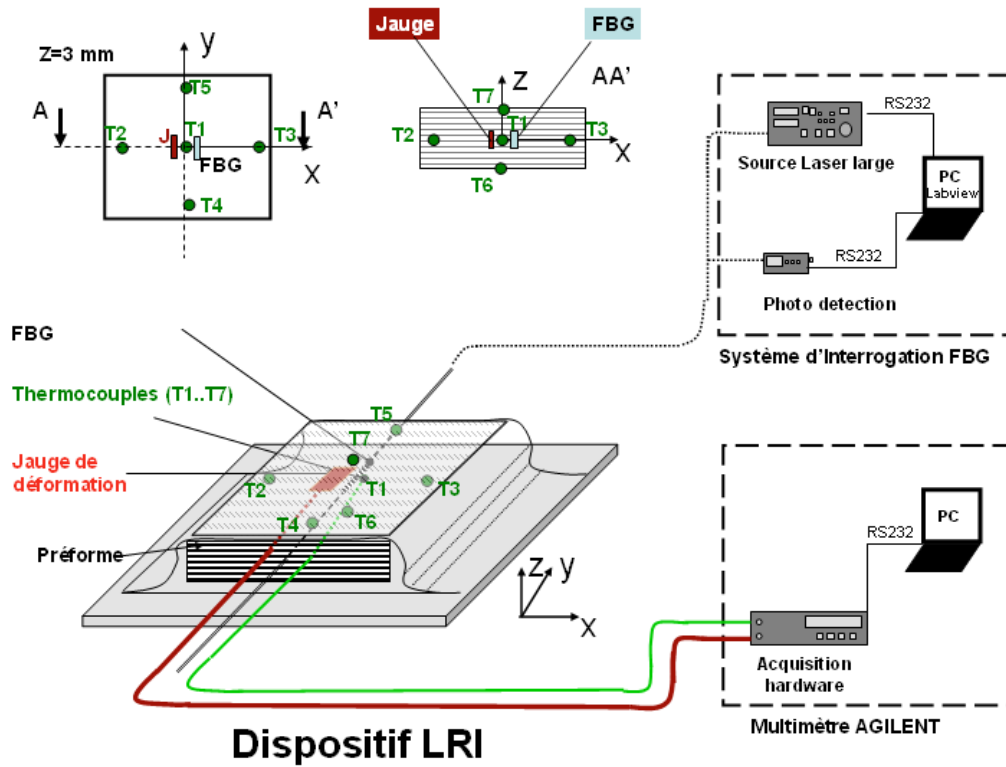


FIG. 5.36 – Deuxième infusion : dispositif de suivi du procédé LRI par FBG, thermocouples distribués et jauge de déformation

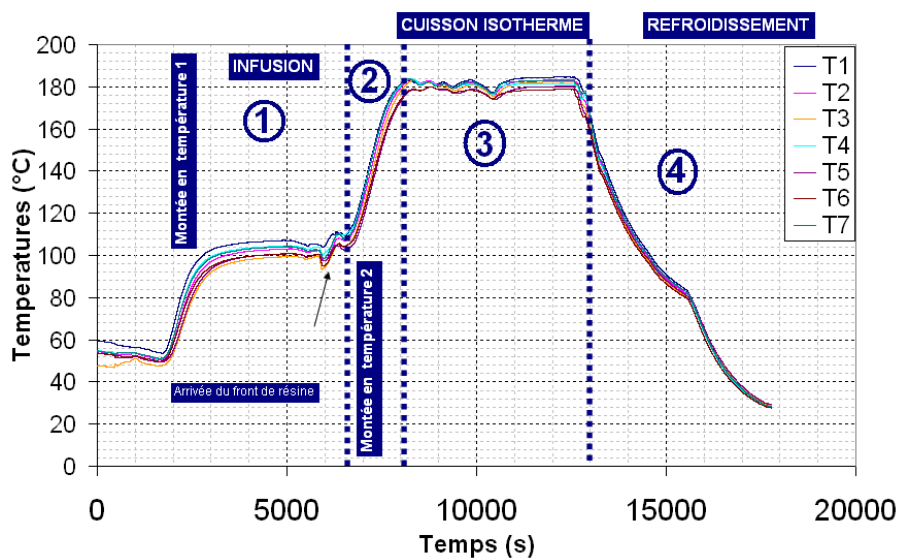


FIG. 5.37 – Températures relevées par les 7 voies de thermocouples au cours du procédé LRI (2<sup>ème</sup> infusion)

époxydes RTM6 seules.

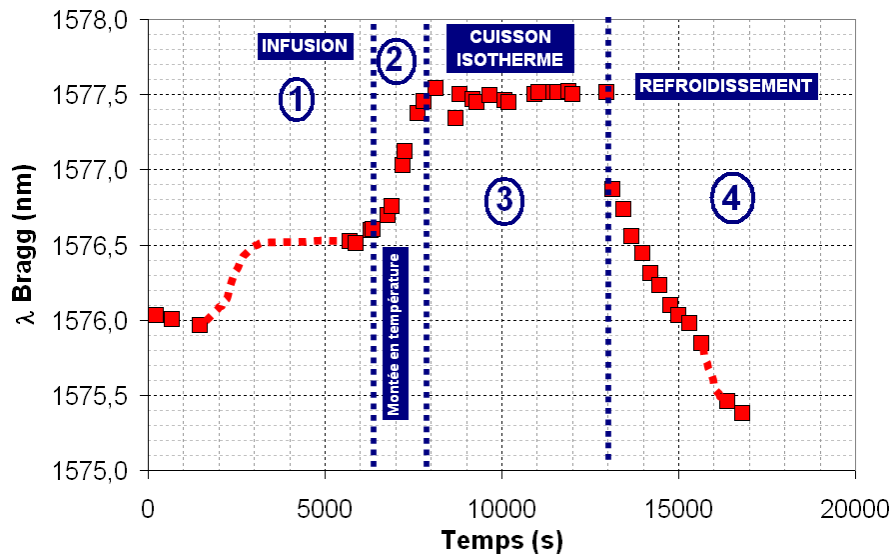


FIG. 5.38 – Suivi des longueurs d’onde des FBG au cours du procédé LRI infusion

De la même façon que dans la première infusion, les  $\lambda_B$  en fonction des températures sont représentées sur la figure 5.39. On remarque ici que la pente avant et après cuisson est légèrement différente (étape ② et étape ④ de la figure 5.39). Durant la phase de cuisson isotherme (étape ③ de la figure 5.39),  $\lambda_B$  varie seulement sous l’effet des légères oscillations de températures dues à la désactivation de la régulation thermique du dispositif. Cette variation est peu significative. Enfin, pour une température identique, par exemple à 50°C, on constate que  $\lambda_B$  est différent avant et après cuisson (de 500 pm dans ce cas à 50°C).

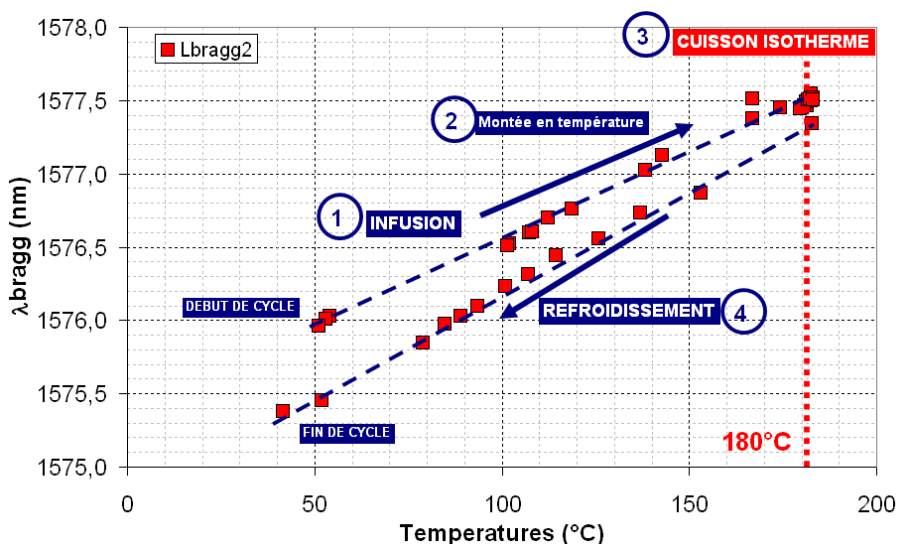


FIG. 5.39 – Suivi des longueurs d’onde de Bragg en fonction de la température pendant le procédé LRI

A partir de la température relevée par thermocouple à proximité des FBG et des  $\lambda_B$ , on calcule la déformation totale. Celle-ci est représentée sur la figure 5.40. On constate que la déformation est induite seulement suite à la variation de température. Lors de la cuisson isotherme, elle est constante. Lors du refroidissement, on note que la valeur de la déformation baisse subitement à -500  $\mu\epsilon$  et remonte

progressivement avec la diminution de température. Le début du refroidissement a dû provoquer une anomalie de l'état de contrainte de la plaque. On remarquera que cette anomalie est également relevée de façon plus fine par la jauge électrique (figure 5.41). Les valeurs des déformations relevées par la

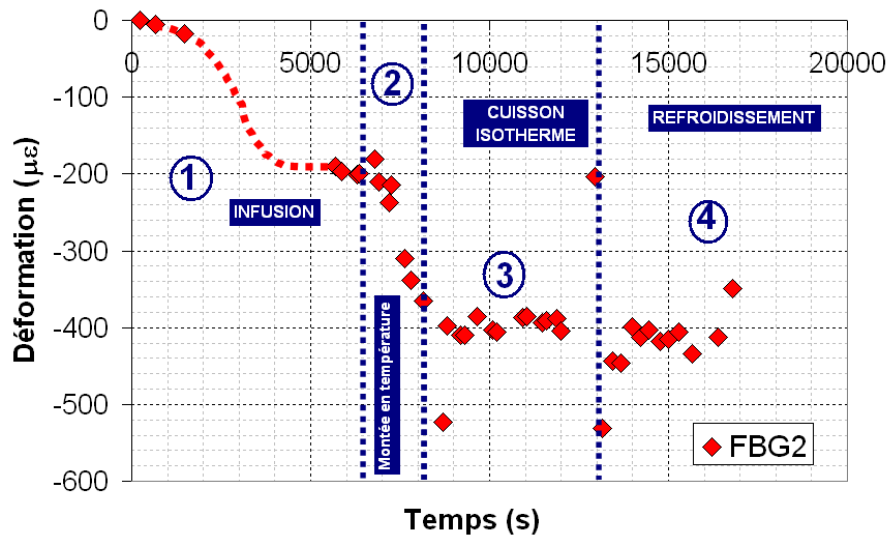


FIG. 5.40 – Déformation calculée avec FBG/thermocouple

jauge électrique HBM© sont reportées sur la figure 5.41. On constate tout d'abord que les évolutions sont similaires à celles calculées avec le capteur FBG (figure 5.40). Les mesures de la jauge confortent les déformations mesurées par FBG précédemment. La fréquence d'échantillonnage est plus élevée avec la jauge électrique et permet une meilleure résolution de l'évolution (La centrale Agilent permet une acquisition de 10 Hz).

La déformation n'est pas directement mesurée, c'est la résistance électrique qui est convertie en déformation par l'appareil<sup>2</sup>.

Lors de la montée en température, au moment de l'infusion de résine, la jauge a été court-circuitée. Pendant le palier de cuisson, les légères oscillations de températures ont induit des variations de la déformation d'origine thermique. Au début de la phase de refroidissement, ici également la déformation diminue subitement de façon anormale. A la fin du refroidissement, la jauge mesure une valeur négative de déformation. Les jauges au centre sont dans un état de compression.

Les évolutions des déformations retrouvées par le découplage FBG/thermocouple (figure 5.40) sont comparables aux valeurs mesurées par la jauge électrique (figure 5.41).

Enfin, si on représente la déformation totale en fonction de la température (figure 5.41), on obtient une variation de la déformation, contrairement à la première infusion, qui n'est pas linéaire avec la température sur l'ensemble du procédé. Ici également, lors de la cuisson isotherme, il n'y a pas de variation de la déformation totale. La pente de l'étape après cuisson ④ est assez différente de l'étape ①, ceci est dû à la modification du coefficient de dilatation du milieu.

Les deux plaques de chaque infusion LRI sont identiques d'un point de vue empilement et cycle de cuisson. Cependant, la qualité du remplissage en résine n'a pas été la même. C'est probablement la raison pour laquelle des différences sont observées suivant les cas. Des zones sèches sans résine sont

<sup>2</sup>Le principe de mesure par jauge électrique est analogue à celui de la variation de longueur d'onde des FBG. Ici, la variation relative de résistance permet d'évaluer la déformation. La température a également un effet sur la variation de résistance. C'est pourquoi les jauges sont conçues pour compenser au mieux l'effet thermique sur une plage de température.

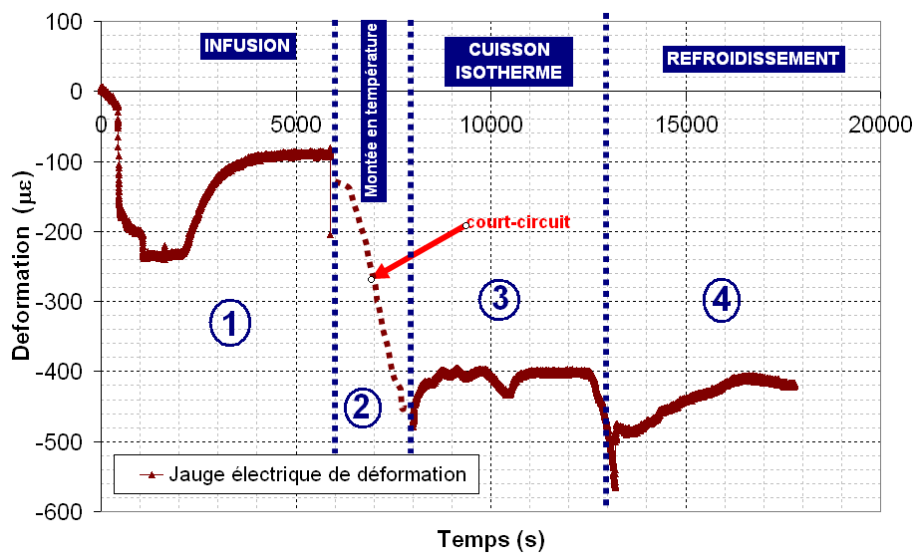


FIG. 5.41 – Déformation mesurée par jauge électrique de déformation

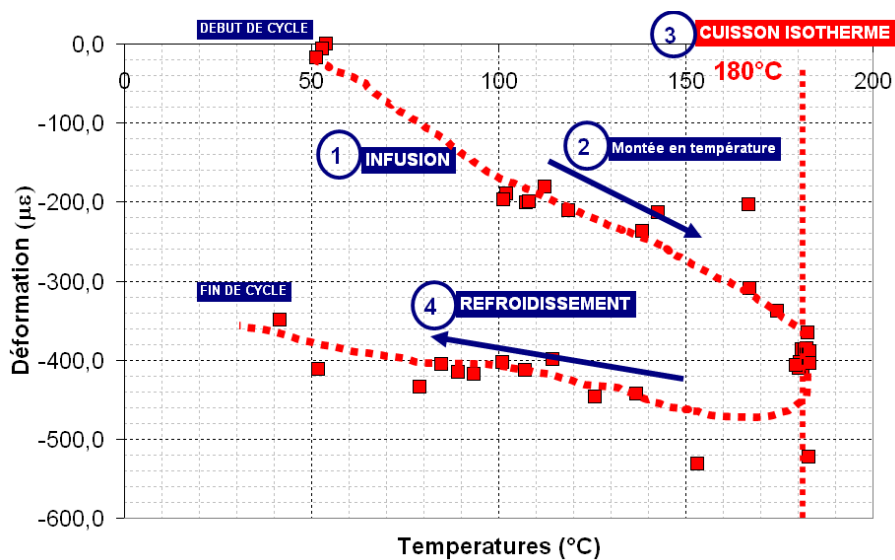


FIG. 5.42 – Déformation totale en fonction de la température pendant le procédé d'infusion LRI- Mesuré par FBG (deuxième infusion)

observées lors de la deuxième infusion. Par ailleurs, nous avons noté que la seconde plaque finie n'est plus plane alors que dans le premier cas d'infusion, elle l'était.

### 5.2.2.2 Découplage au moyen de FBG superposés au cours du procédé LRI

Dans cette section, en n'exploitant que les deux FBG superposés installés lors de la première infusion, on veut retrouver les températures et les déformations avec la méthode décrite à la section 5.1.4. Les courbes d'étalonnages en températures et en déformations de chacun des FBG sont utiles pour le découplage. Celles-ci sont obtenues grâce au banc d'étalonnage (figure 4.34, section 4.4.6). Les courbes d'étalonnages sont données figure 5.43, Les étalonnages permettent d'obtenir la matrice des

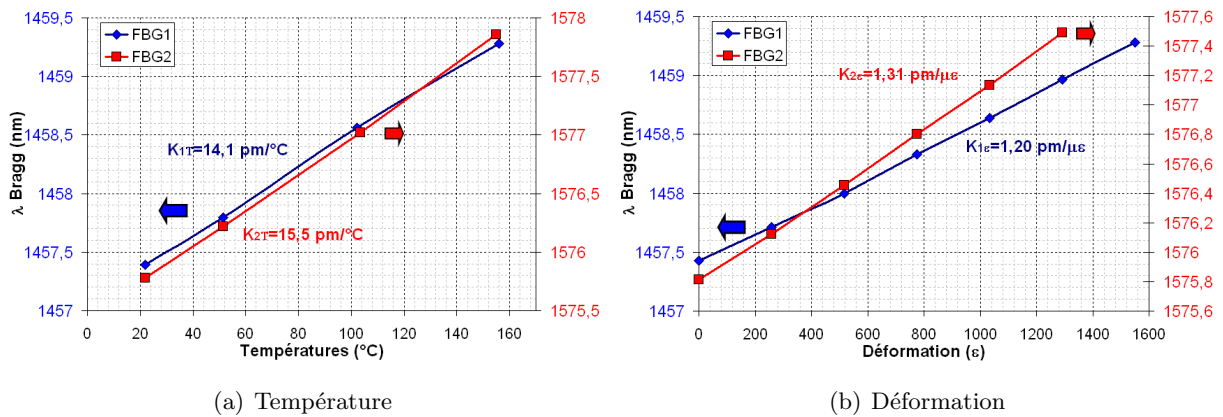


FIG. 5.43 – Étalonnages en températures et en déformations des FBG superposés [2 : 3]

sensibilités : ( $K_{1T}=14.16 \text{ pm}/^{\circ}\text{C}$  ;  $K_{1\epsilon}=1.20 \text{ pm}/\mu\epsilon$  ;  $K_{2T}=15.58 \text{ pm}/^{\circ}\text{C}$  ;  $K_{2\epsilon}=1.31 \text{ pm}/\mu\epsilon$ ). Il s'agit des FBG [2 : 3]. Les températures sont calculées à l'aide de la technique de découplage par réseaux doubles et sont comparées aux températures mesurées par le thermocouple à proximité des FBG (voir figure 5.44). On observe une importante variance des mesures avec la solution de découplage par

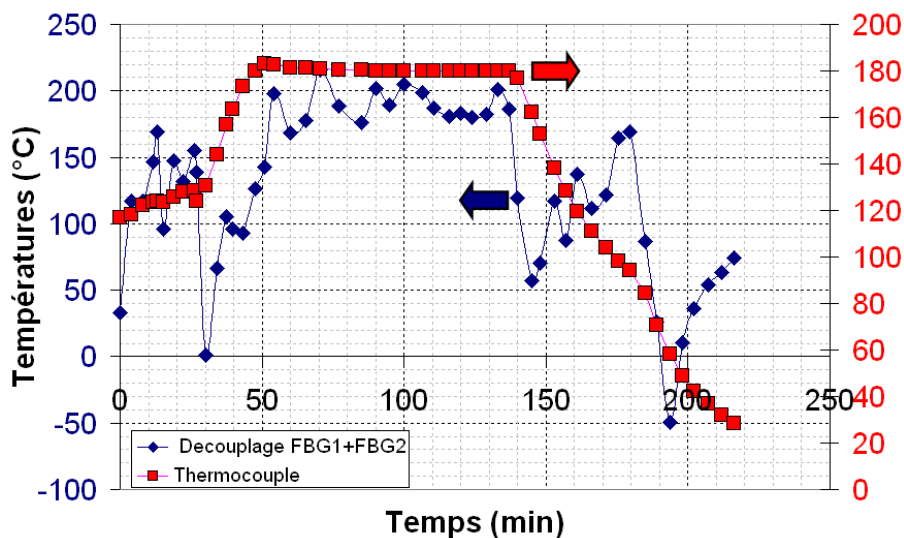


FIG. 5.44 – Comparaison entre les températures mesurées par thermocouple et les températures découplées par la méthode des FBG doubles pendant le procédé LRI

double FBG contrairement aux mesures directes par thermocouple. Durant les phases de variation de température (montée et refroidissement), les températures ne sont pas retrouvées. Il faut néanmoins

noter que l'acquisition d'un spectre FBG avec un échantillonnage de 200 points sur 2 nm prend environ une minute. L'intervalle entre deux acquisitions successives ne permet pas de mesure synchrone entre les deux FBG. Pendant la phase où la température ne varie pas (cuisson isotherme), le découplage aboutit à des valeurs plus proches des températures réelles. Les valeurs obtenues oscillent autour d'une moyenne de 190°C (au lieu de 180°C pour le thermocouple) avec un écart-type de 20°C.

Dans un second temps, on tente de comparer les déformations calculées avec la technique de découplage FBG/thermocouple et la technique de découplage par les FBG doubles. De même, les déformations ne sont pas retrouvées pendant les phases de variation. Durant la phase de cuisson isotherme, lorsque la déformation est constante, on remarque que les déformations calculées par FBG doubles sont plus proches des déformations calculées par la première technique. Elles oscillent autour de la moyenne de -500  $\mu\epsilon$  contre -400  $\mu\epsilon$  pour le découplage thermocouple/FBG. L'écart-type est de l'ordre de 100  $\mu\epsilon$ .

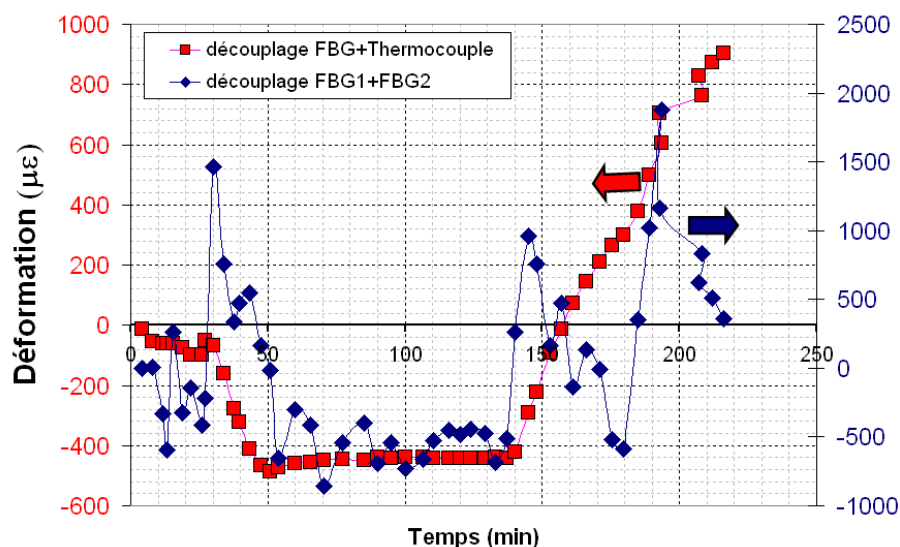


FIG. 5.45 – Comparaison des déformations découplées par la méthode thermocouple/FBG et la méthode des FBG doubles pendant le procédé LRI

Les résultats proposés par la solution de découplage par deux FBG présentent de forte dispersion. Lorsque le système n'est pas stable et évolue, le découplage aboutit à des résultats aberrants. Deux raisons expliquent ces résultats très dispersés. Premièrement, les relevés des longueurs d'onde ne sont pas synchrones entre les acquisitions successives des deux FBG. Deuxièmement, la technique de découplage par FBG double n'est pas très efficace. Cette technique de découplage nécessite des relevés très précis de la longueur d'onde de Bragg, avec suffisamment de synchronisation entre les deux acquisitions successives et plusieurs données afin de moyennner et de réduire les erreurs de mesure. La méthode peut être améliorée en accentuant les singularités entre les deux FBG sur une même fibre optique, (par exemple deux FBG de type I, type II à des localisations légèrement décalé) et en évoluant vers un système d'acquisition à plus haute fréquence d'acquisition avec au moins la même résolution.

### 5.3 Conclusion sur le découplage

Ce chapitre porte sur le découplage de la température et de la déformation. Nous avons tout d'abord fait une revue bibliographique des différentes techniques de découplage. Parmi elles, nous avons retenu deux techniques : l'une utilisant un FBG accompagné d'un thermocouple, et l'autre utilisant deux FBG



superposés à différentes longueurs d'onde. Nous avons mis l'accent sur la technique de découplage du FBG accompagné du thermocouple car elle permet d'aboutir plus efficacement aux paramètres désirés. Cette technique a été appliquée aux cas de cuisson de résine, puis au procédé d'infusion de résine. Nous avons travaillé également sur la technique des réseaux superposés qui nous paraissait élégante et nous avons tenté de réaliser ce découplage qui, bien que difficile, paraissait prometteur. Les résultats ont été obtenus avec une difficulté plus grande que pour le cas de la première technique. La méthode exige la fabrication du capteur, l'étalonnage préalable, plus une acquisition soutenue (précise et la plus rapide possible) lors du procédé de cuisson. Au final, nous concluons qu'entre les deux méthodes, la première méthode (thermocouple/FBG) est à retenir pour l'optimisation des procédés de composite ou des structures. Grâce à ce tandem de capteurs, le thermocouple mesure efficacement les températures, et le FBG devient un capteur performant pour la mesure de déformation interne.



## Capteur sous gradients : mesure de champs thermo-mécaniques non uniformes

### 6.1 Position du problème

Dans les chapitres précédents 4 et 5 où nous avons considéré les températures et les déformations imposées au FBG, nous avons vu qu'il était question des grandeurs moyennées sur l'ensemble du capteur, c'est-à-dire dans un volume cylindrique correspondant à la longueur du FBG. Cette longueur de zone sensible peut être utilisée pour évaluer les champs de température ou de déformations non uniformes. La forme du spectre fourni par le FBG est exploitée dans sa globalité plutôt que simplement par la localisation du maximum du pic comme il était jusqu'alors question dans ce manuscrit. Lorsque la température autour du FBG varie de manière homogène, par exemple en situation d'étalonnage du capteur FBG, le spectre se translate proportionnellement à la température moyenne du milieu sans modification perceptible de la forme spectrale du FBG (figure 6.1.a). L'exploitation des spectres consiste seulement alors à relier les températures vraies aux valeurs des  $\lambda_B$ . Lorsque le FBG est soumis à une grandeur qui n'est plus homogène le long de sa longueur, le spectre associé ne se comporte plus de la même manière. La façon la plus simple d'imposer un gradient au FBG est d'approcher une source

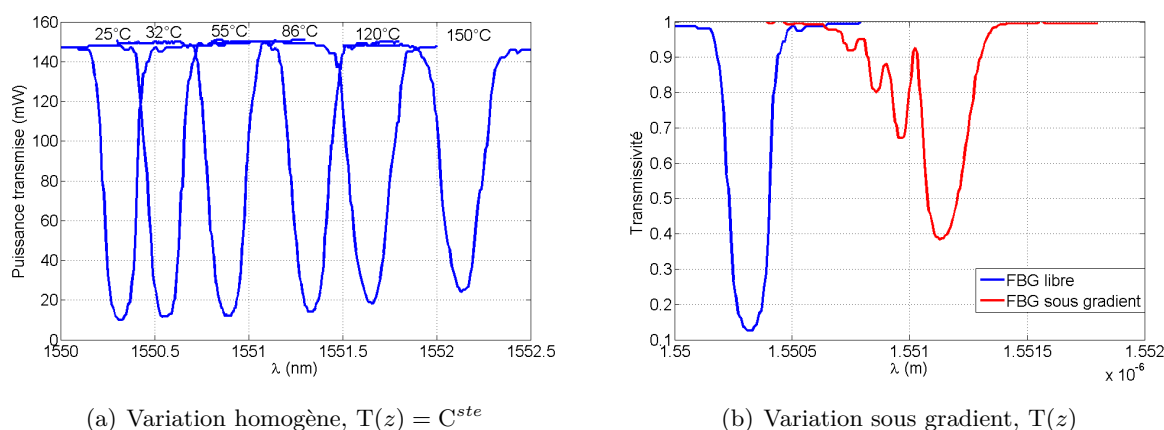


FIG. 6.1 – Évolution du spectre d'un FBG selon l'homogénéité des sollicitations

chaude localisée à proximité du FBG. Dans le cas présenté figure 6.1.b, le gradient a été imposé avec un montage constitué d'un anneau entourant le FBG et porté à haute température. Ce montage, présenté en détail par la suite (figure 6.28 section 6.3.1) permet d'appliquer au FBG une grandeur anisotherme le long de la partie sensible du capteur. Nous remarquons dans ce cas que le spectre du FBG ne se translate plus simplement mais présente, en plus d'une translation, des modulations particulières.

L'idée directrice est alors d'identifier à partir de la forme des spectres riches en information les champs non uniformes les ayant induits. Cette perspective de problème inverse n'est envisageable que dans la mesure où la modélisation des FBG sous gradient est bien maîtrisée.

La modélisation des spectres sous gradient non uniforme a déjà été étudiée par exemple par l'équipe de Botsis [Peters 01] dans le cas des gradients de déformations. La modélisation mécanique de la fibre optique sous gradient de déformations a été traitée par [Prabhugoud 06]. Nous avons présenté leurs travaux dans la section 1.5.1.7 du chapitre 1. La méthode des matrices de transfert (*T-Matrix*) permet de modéliser les spectres à partir de gradients connus de déformation. Pour le chemin inverse (depuis le spectre vers le gradient), l'identification a été abordée par cette même équipe lors des travaux de Studer [Studer 03] ainsi que par [Zheng 06],[Wang 06] ou encore [Ling 07]. Mais, il a été démontré avec la thèse de Colpo [Colpo 06a] que les mesures par OLCR (voir section 4.2.1.5 au chapitre 4) permettaient de s'affranchir de cette identification et d'obtenir par des mesures les valeurs de  $\lambda_B$  locales le long du FBG et ainsi de remonter aux gradients directement depuis les mesures expérimentales. Ici, nos travaux s'inscrivent dans la continuité de ces études. Cependant, nous proposons deux points principaux de distinction :

- l'identification sera réalisée par optimisation en s'appuyant sur un algorithme réputé robuste sans connaissance préalable de la forme du gradient,
- le problème sera appliqué aux gradients thermiques.

Dans la première section qui suit, il est question de la stratégie d'identification. Celle-ci se déroule en deux étapes : premièrement l'étape directe qui est la modélisation directe des signaux spectraux de FBG soumis à des champs non uniformes et deuxièmement l'étape inverse d'identification.

## 6.2 Stratégie d'identification

---

### 6.2.1 Méthodologie

La figure 6.2 présente l'algorithme global permettant l'identification. La simulation directe des spectres sera effectuée par la méthode classique des matrices de transfert ([Yamada 87], [Erdogan 97]). Cette méthode permet de résoudre, par discrétisation sans hypothèse complémentaire, les équations régissant la propagation des ondes lumineuses dans les FBG. La procédure d'identification consiste à déterminer les valeurs discrètes de la sollicitation axiale par analyse inverse à partir de la comparaison (minimisation au sens des moindres carrés) entre le spectre expérimental et sa modélisation par la méthode des matrices de transfert. Un algorithme itératif d'optimisation tel que Levenberg-Marquardt est utilisé. Pour l'identification, deux spectres du FBG sont nécessaires :

- Le premier est le **spectre de réflexion de référence** mesuré dans l'état initial. Ce premier spectre permet d'extraire les principales caractéristiques physiques du réseau. Ces caractéristiques (longueur et période de réseau, variation d'indice de réfraction du coeur) sont complétées par les étalonnages en déformation ou en température qui fournissent les grandeurs comme la sensibilité thermique et mécanique utiles pour la simulation.
- Le second spectre expérimental correspond à **l'état où le FBG est contraint**, lorsque la fibre optique subit le gradient recherché.

Après convergence, c'est-à-dire quand on minimise, au moyen de l'algorithme itératif d'optimisation, la différence entre le spectre numérique correspondant à la sollicitation de type gradient et le spectre expérimental, on aboutit aux valeurs discrètes de la déformation ou de la température évaluées le long du réseau. On identifie alors ce profil de sollicitation comme étant celui ayant induit le spectre

déformé à partir du spectre initial du FBG libre.

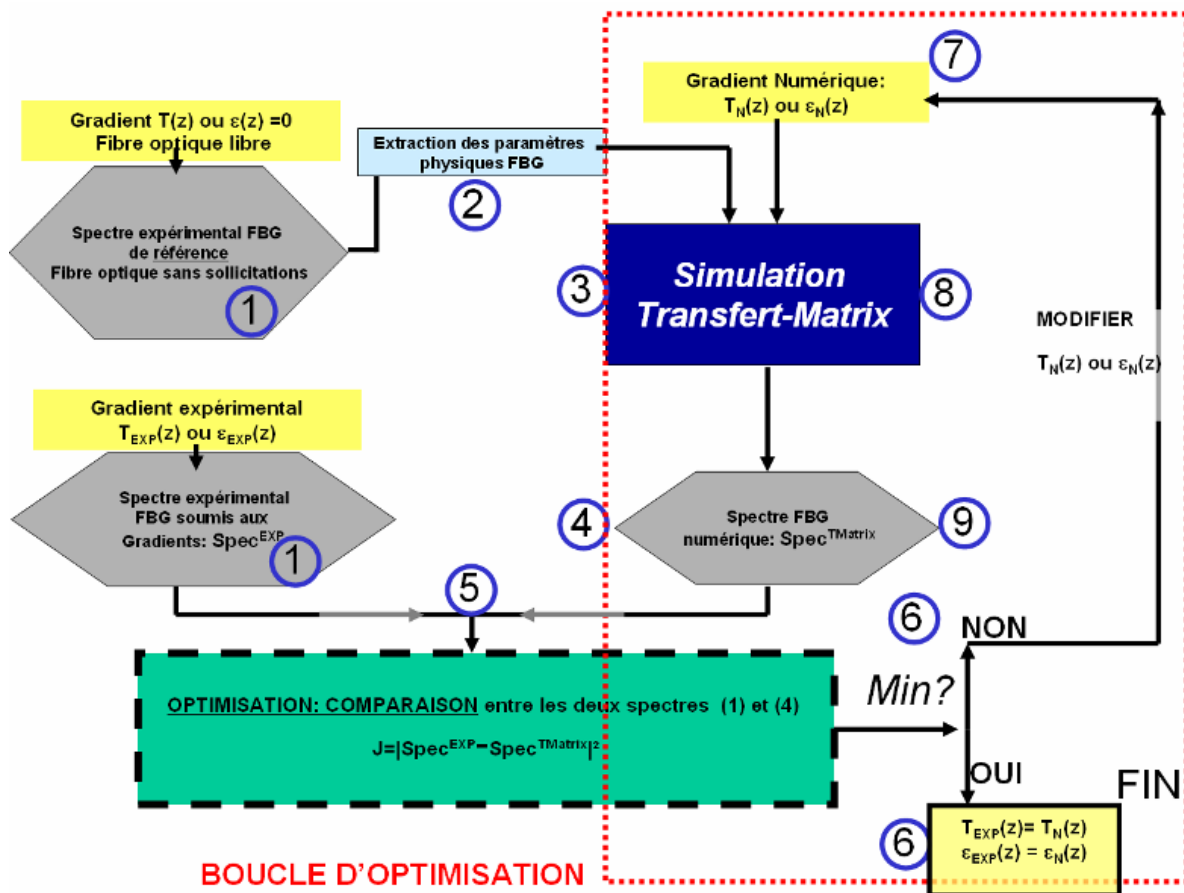


FIG. 6.2 – Stratégie d'identification des gradients

Le coeur du problème repose sur la méthode dite de *T-Matrix* [Erdogan 97]. De manière pratique, elle nécessite l'acquisition des deux spectres du FBG sous différents états (libre et sous contrainte) ainsi que sur les étalonnages des FBG aux sollicitations ( $\epsilon$  et  $T$ ) uniformes.

### 6.2.2 Problème direct : modélisation des spectres FBG via *T-Matrix*

La méthode des matrices de transfert permet de simuler numériquement la forme spectrale des réponses des FBG. Un certain nombre de méthodes numériques ont été proposées dans la littérature pour résoudre les équations de propagation de la lumière en milieu guidé. Ces différentes méthodes font par exemple l'objet des travaux de modélisations des FBG par Marin [Marin 00]. D'autres travaux décrivent spécifiquement la méthode *T-Matrix*, [Kashyap 99], [Erdogan 97], [Yamada 87].

La méthode des matrices de transfert nécessite une discrétisation du réseau en  $N$  segments dans lesquels les grandeurs sont uniformes. Les segments se comportent comme des réseaux de Bragg classiques que l'on appellera sous-réseaux de longueur  $l_i$ . A chaque sous-réseau  $i$  correspond une matrice de transfert  $T_i$ . Les termes de cette matrice d'ordre 2 sont calculés à partir des caractéristiques de chaque sous-réseau. Dans le cas où seul un gradient de déformation longitudinal est appliqué le long du réseau, les caractéristiques du réseau mais aussi les déformations sont discrétisées. Enfin, pour chaque sous-réseau, une déformation supposée homogène modifie les valeurs locales de période et d'indice de réfraction. Le produit matriciel de l'ensemble des  $N$  segments donne une matrice de transfert totale permettant de remonter à la réponse du réseau dans sa globalité. Cette matrice de transfert totale relie les intensités des ondes incidentes et transmises du réseau dans les sens positifs et négatifs de toutes

les ondes (au nombre de 4). A partir de ses composantes, les coefficients de réflexion et de transmission sont extraits. Nous avons vu dans le chapitre 2 que la réponse d'un FBG peut être prédite à l'aide d'un modèle analytique issue de la théorie des modes couplés de propagation d'ondes [Kashyap 99]. La formule analytique qui a été donnée dans le chapitre 2 n'est valide que dans le cas de réseaux à petites périodes uniformes (FBG). Cette équation est solution des équations de propagation dans le cas d'un réseau uniforme où on peut admettre que le coefficient de couplage  $q(z)$  est considéré comme constant le long du réseau. On donne la formule de la réflectivité extraite de [Colpo 06b] et dérivant de (2.24) du chapitre 2 qui s'écrit

$$r(\lambda) = \frac{-q \sinh(\gamma L)}{\hat{\sigma} \sinh(\gamma L) + i\gamma \cosh(\gamma L)} \quad (6.1)$$

avec  $\gamma = \sqrt{q^2 - \hat{\sigma}^2}$ ,  $\hat{\sigma} = \delta + \sigma$ ;  $\delta = \beta - \frac{\pi}{\Lambda}$ ;  $\sigma = \frac{2\pi \overline{\delta n_{eff}}}{\lambda}$ ;  $\beta = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda}$ ;  $q = \frac{\pi \eta \overline{\delta n_{eff}}}{\lambda}$ . Ces relations font apparaître les paramètres du FBG qui sont  $L$ , la longueur,  $\overline{\delta n_{eff}}$ , l'amplitude de modulation, et  $n_{eff}$ , l'indice effectif ainsi qu'un coefficient optique de recouvrement  $\eta$ . Une matrice de transfert relie ondes incidentes et ondes émises du FBG. Le modèle suppose qu'il y a deux ondes avant passage dans le FBG, l'une dans le sens de propagation (onde positive notée  $P_{(0)}^+$ ) et l'autre dans le sens contra-propagatif (onde négative notée  $N_{(0)}^-$ ). De même pour les ondes émises après passage dans le FBG à la position  $z = L$  : une positive notée  $P_{(L)}^+$  (propagatif) et une négative notée  $N_{(L)}^-$  (contra-propagatif). La matrice de transfert relie ces quatre ondes (figure 6.3).

Pour un sous-réseau uniforme de longueur  $l_i$ , on associe une matrice de transfert qui s'écrit [Studer 03] :

$$T_i(\lambda) = \begin{bmatrix} \cosh[\gamma(\lambda)l_i] - i\frac{\hat{\sigma}(\lambda)}{\gamma(\lambda)} \sinh[\gamma(\lambda)l_i] & -i\frac{\pi \overline{\delta n_{eff}}}{\gamma(\lambda)\lambda} \sinh[\gamma(\lambda)l_i] \\ +i\frac{\pi \overline{\delta n_{eff}}}{\gamma(\lambda)\lambda} \sinh[\gamma(\lambda)l_i] & \cosh[\gamma(\lambda)l_i] + i\frac{\hat{\sigma}(\lambda)}{\gamma(\lambda)} \sinh[\gamma(\lambda)l_i] \end{bmatrix} \quad (6.2)$$

Les termes de cette matrice découlent de la résolution des équations (2.23) [Kashyap 99]. Le FBG de longueur  $L$  est la juxtaposition de tous les sous-réseaux de longueur  $l_i$ . La matrice de transfert correspondant au FBG dans sa globalité est le produit des  $N$  sous matrices [Kashyap 99] :

$$T = \prod_i^N T_i = T_1.T_2...T_N \quad (6.3)$$

On a alors la relation entre ondes incidentes (avant le FBG en  $z = 0$ ) et ondes émises (en  $z = L$ , après le passage de la lumière dans le FBG) par le biais de cette matrice de transfert totale :

$$\begin{bmatrix} P_{(0)}^+ \\ N_{(0)}^- \end{bmatrix} = T. \begin{bmatrix} P_{(L)}^+ \\ N_{(L)}^- \end{bmatrix} \quad (6.4)$$

Pour simplifier, on fixe  $P_{(0)}^+ = 1$  (source lumineuse) et  $N_{(L)}^- = 0$ , ce qui revient à injecter une onde en  $z = 0$  et à considérer qu'en  $z = L$  il n'y a pas d'onde de retour [Kashyap 99]. Cela revient à :

$$\begin{bmatrix} 1 \\ N_{(0)}^- \end{bmatrix} = T. \begin{bmatrix} P_{(L)}^+ \\ 0 \end{bmatrix} \quad (6.5)$$

On obtient alors  $1 = T_{11}P_{(L)}^+$  et  $N_{(0)}^- = T_{21}P_{(L)}^+$ . On fait alors apparaître des relations simples du spectre en transmission et en réflexion. L'onde transmise est  $t(\lambda) = P_{(L)}^+$  et l'onde réfléchie est  $r(\lambda) = N_{(0)}^-$ . Le spectre en réflexion  $r(\lambda)$  se calcule alors avec les expressions de  $T_{11}(\lambda)$  et  $T_{21}(\lambda)$ , de

même le spectre en transmission  $t(\lambda)$ , en élevant au carré car c'est une puissance lumineuse (carré de l'amplitude de l'onde) [Kashyap 99].

$$r(\lambda) = \left| \frac{T_{21}(\lambda)}{T_{11}(\lambda)} \right|^2 \quad (6.6)$$

$$t(\lambda) = \left| \frac{1}{T_{11}(\lambda)} \right|^2 \quad (6.7)$$

La conservation de l'énergie sans perte dans le FBG s'exprime par la relation  $r + t = 1$ . La matrice de transfert pour un sous-réseau se calcule au moyen des paramètres physiques propres à celui-ci. On suppose que le réseau initial avant discrétisation est décrit par ses paramètres que sont : sa période  $\Lambda$ , sa longueur  $L$ ,  $n_{eff}$  supposé connu, et l'amplitude de modulation d'indice du réseau  $\overline{\delta n_{eff}}$ . Ces paramètres sont calculés à partir du spectre FBG initial au repos au moyen des relations données par [Erdogan 97] ou [Kashyap 99]. Ces paramètres sont ensuite répercutés sur les sous-réseaux. Ceux-ci sont décrits par leur longueur  $l_i$ , la période  $\Lambda_i$  de modulation d'indice et l'amplitude de modulation d'indice de réfraction  $\overline{\delta n_{eff,i}}$ . Initialement, ils sont tous égaux. Ces trois paramètres peuvent varier avec les sollicitations imposées localement sur le FBG. Le nombre de segment  $N$  ne peut pas être arbitrairement trop élevé car il faut que pour un sous-réseau la longueur  $l_i$  soit grande devant la période correspondante  $\Lambda_i$  (soit  $l_i \gg \Lambda_i$ ). Pour cela, l'algorithme vérifie que le nombre de périodes équivaut à au moins  $k$  fois la période  $\Lambda_i$  du sous-réseau (on fixe  $k$  à 2000 par exemple). Les autres paramètres physiques (sensibilités  $K_T$ ,  $K_\epsilon$ , coefficients de dilatation  $\alpha$ , coefficient opto-thermique  $\xi$ , coefficients photo-élastiques  $P_{11}$ ,  $P_{12}$ ,  $P_e$ ) entrent également en compte mais sont supposés invariants. Ils sont fixés après étalonnages ou à défaut avec des valeurs de références de la littérature. De même, les sollicitations, qu'elles soient thermiques ou en déformation, sont discrétisées (figure 6.3) sur la longueur du réseau afin qu'elles soient constantes pour chaque segment (continues par morceaux).

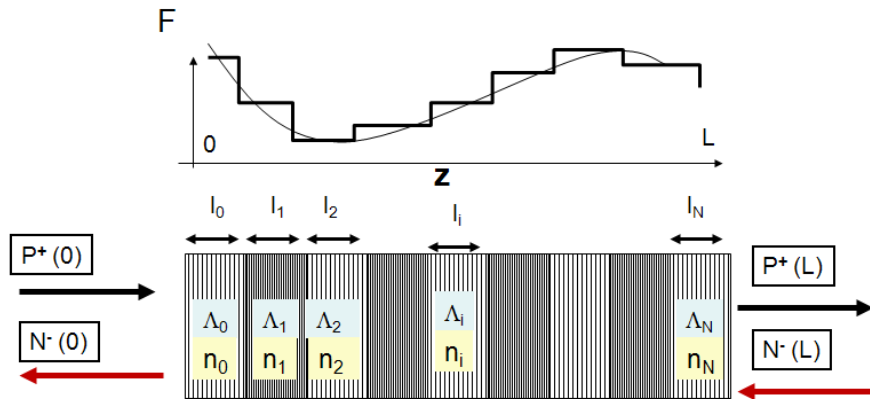


FIG. 6.3 – Discretisation du FBG en sous-réseaux uniformes

Après la procédure d'affectation des paramètres physiques des sous-réseaux et des sensibilités, les grandeurs suivantes utiles pour la matrice sont calculées.

$$\hat{\sigma}(\lambda) = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda} - \frac{\pi}{\Lambda} + \frac{2\pi \overline{\delta n_{eff}}}{\lambda} \quad (6.8)$$

et,

$$\gamma(\lambda) = \sqrt{\left( \frac{\pi \eta \overline{\delta n_{eff}}}{\lambda} \right)^2 - \hat{\sigma}^2} \quad (6.9)$$

Celles-ci sont ensuite injectées dans l'expression (6.2) de la matrice de transfert de chaque sous-réseau  $i$ . Un calcul permet de réaliser le produit matriciel de l'ensemble des sous-réseaux consécutifs. Le résultat final est le spectre en transmission ou en réflexion. De préférence, on prendra le spectre en transmission.

### 6.2.3 Effet des sollicitations sur les paramètres des sous-réseaux

Les sollicitations thermiques et en déformations modifient à chaque pas de calcul les paramètres des sous-réseaux qui sont les longueurs  $l_i$ , la période  $\Lambda_i$ , l'amplitude de modulation  $\overline{\delta n_{eff_i}}$  et l'indice effectif  $n_{eff_i}$ . Ces relations découlent des effets thermo-élastiques, thermo-optique, opto-élastique. Elles sont utilisées pour relier les paramètres de chaque élément de sous-réseaux aux sollicitations température/déformation. A chaque pas de calcul, les sollicitations modifient les trois paramètres propres à chaque élément de sous-réseau,

$$\begin{aligned}\Lambda_i &\longrightarrow \Lambda'_i \\ n_{eff_i} &\longrightarrow n'_{eff_i} \\ \overline{\delta n_{eff_i}} &\longrightarrow \overline{\delta n'_{eff_i}}\end{aligned}\tag{6.10}$$

#### Effet de la température sur $\Lambda$ , $\overline{\delta n_{eff}}$ et $n_{eff}$

La variation de température induit un changement de la période  $\Lambda_i$ . La température et la période sont liées par le coefficient de dilatation thermique :

$$\Lambda_i = \Lambda_0 (1 + \alpha T_i)\tag{6.11}$$

Où  $\Lambda_0$  est la période à la température  $T_0$  de référence. La longueur du sous-réseau peut s'obtenir à l'aide du paramètre  $k$  qui est le nombre de période, constant quelles que soient les sollicitations.

$$l_i = k\Lambda_i\tag{6.12}$$

La variation de température induit également un changement de l'amplitude de modulation d'indice  $\overline{\delta n_{eff}}$  et de  $n_{eff}$  (notés  $\delta_n$  et  $n$  pour simplifier), et la température et l'indice optique sont liés par le coefficient opto-thermique  $\xi$ .

$$\overline{\delta n_i} = \overline{\delta n_0} (1 + \xi T_i)\tag{6.13}$$

Où  $\delta n_0$  est la valeur de référence. De même pour l'indice effectif local,

$$n_i = n_0 (1 + \xi T_i)\tag{6.14}$$

Où  $n_0$  est la valeur de référence.

#### Effet de la déformation sur $\Lambda$ , $\overline{\delta n_{eff}}$ et $n_{eff}$

La déformation axiale  $\varepsilon$  discrétisée modifie également les paramètres des sous-réseaux. En particulier, elle modifie la période car celle-ci est homogène à une longueur.

$$\Lambda_i = \Lambda_0(1 + \varepsilon_i)\tag{6.15}$$

La déformation modifie l'indice du milieu et l'amplitude d'indice de modulation par le biais des coefficients photo-élastiques de Pockels. Celle-ci s'obtient à partir des relations de la photo-élasticité qui relient les déformations principales et les indices du milieu dans les 3 directions  $n_1, n_2, n_3$  [Vacher 04].

$$\Delta \left( \frac{1}{n_2^2} \right) = P_{11}\varepsilon_1 + P_{11}\varepsilon_2 + P_{12}\varepsilon_3\tag{6.16}$$



Si on suppose que la sollicitation est uniquement dans l'axe 1, on a alors  $\varepsilon_2 = \varepsilon_3 = -\nu\varepsilon_1$ . Et

$$\Delta\left(\frac{1}{n_2^2}\right) = \frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_0^2} \quad (6.17)$$

En manipulant ces expressions on aboutit à une relation entre les déformations et l'indice de référence  $n_0$  du milieu,

$$n'_{2i} = \frac{n_0}{\sqrt{2P_e\varepsilon + 1}} \quad (6.18)$$

Dans le cas de déformation uniquement dans l'axe 1,  $n'_{2i}$  correspond à  $n'_{eff}$ . Dans les cas généraux admettant un chargement complexe on peut définir les deux indices suivant chaque direction transverses.

On a alors

$$n'_{2i} = \left[ P_{12}\varepsilon_1 + P_{11}\varepsilon_2 + P_{12}\varepsilon_3 + 1/n_0^2 \right]^{-1/2} \quad (6.19)$$

Et,

$$n'_{3i} = \left[ P_{12}\varepsilon_1 + P_{12}\varepsilon_2 + P_{11}\varepsilon_3 + 1/n_0^2 \right]^{-1/2} \quad (6.20)$$

Pour les amplitudes de modulations d'indices  $\overline{\delta n_{eff}}$ , il faut, dans l'expression (6.18), substituer  $n_{2i}$  à  $\overline{\delta n_{eff}}$ .

## 6.2.4 Validation de la simulation directe de spectres

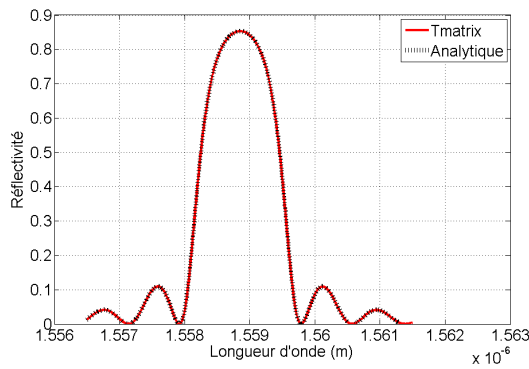
### 6.2.4.1 Simulation de spectres FBG libres

Deux algorithmes sont mis en oeuvre, le premier afin d'imposer un profil de température désiré, est basé sur une fonction de calcul des matrices de transfert ne prenant en compte que les relations thermiques, et le second est dédié aux profils de déformation. Les algorithmes ne se distinguent que par les relations de modifications des paramètres locaux de chaque sous-segment du FBG. Les algorithmes sont programmés sous l'environnement de calcul Matlab et sont ensuite testés sur des cas simples. Les premiers cas tests sont des reproductions de FBG au repos, sans sollicitation externe et avec des caractéristiques données dans la littérature. En nous appuyant sur les caractéristiques des FBG et spectres donnés par [Erdogan 97], nous reproduisons le spectre FBG associé par la méthode numérique *T-Matrix* (figure 6.4a). Nous le comparons à celui obtenu dans leurs travaux (figure 6.4.b) et également au spectre donné par la formulation analytique de la réflectivité. Les critères de comparaison sont les caractéristiques dimensionnelles du spectre que sont la réflectivité maximale, la largeur à mi-hauteur, et la largeur des deux premiers minima latéraux (figure 6.4).

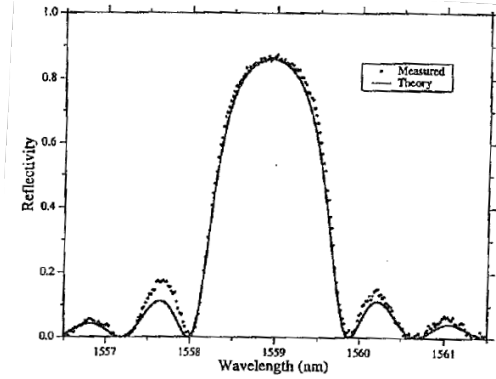
Une seconde comparaison entre notre simulation de spectre FBG et celle des travaux de [Erdogan 97] est réalisée sur la figure 6.5. Deux spectres sont représentés, le plus étroit correspond au cas où  $\kappa L = 2$  (soit  $\overline{\delta n_{eff}} = 8.10^{-4}$ ) et le large où  $\kappa L = 8$  (soit  $\overline{\delta n_{eff}} = 40.10^{-4}$ ) avec  $\kappa = \frac{\pi}{\lambda} \overline{\delta n_{eff}}$ . Bien que les spectres présentés et ceux de la littérature n'aient pas une forme exactement similaire, leurs formes sont qualitativement comparables.

### 6.2.4.2 Simulation de spectres FBG sous sollicitations uniformes

Dans un second temps, des sollicitations homogènes sont appliquées sur les FBG. Nous imposons d'abord une montée progressive de la température de 0° à 200°C. L'algorithme *T-Matrix* prend en compte les relations opto-thermiques données précédemment. La température est discrétisée le long du capteur FBG, et celle-ci modifie les paramètres discrets des  $N = 20$  segments. Dans ce cas, la température est égale pour tous les segments. Nous vérifierons que le pic se translate (dans les deux sens) d'une part et avec un décalage représentatif de la sensibilité thermique (figure 6.6). La valeur

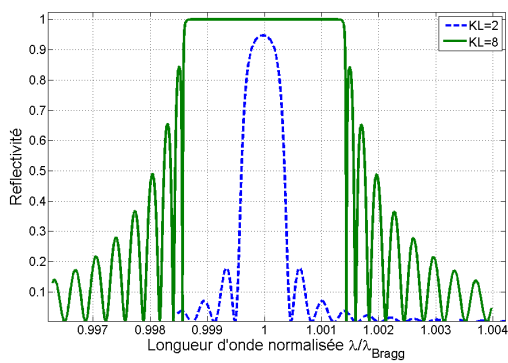


(a) T-Matrix/Analytique (ce travail)

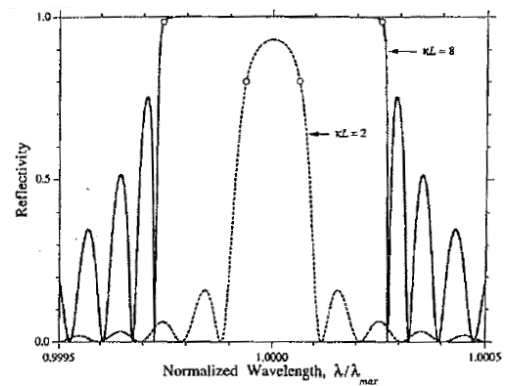


(b) Erdogan, 1997

FIG. 6.4 – Comparaison *T-Matrix* avec les travaux de [Erdogan 97] ( $\overline{\delta n_{eff}} = 4.10^{-4}$ ,  $\lambda_B = 1559$  nm,  $L = 1$  mm)



(a) T-Matrix 2 cas (ce travail)



(b) Erdogan, 1997

FIG. 6.5 – Comparaison *T-Matrix* avec les travaux de [Erdogan 97], deux cas :  $\kappa L = 2$  et  $\kappa L = 8$

de la sensibilité thermique est vérifiée par le décalage (ici de 13 pm/°C). Elle dépend uniquement des paramètres  $\alpha$  et  $\xi$ .

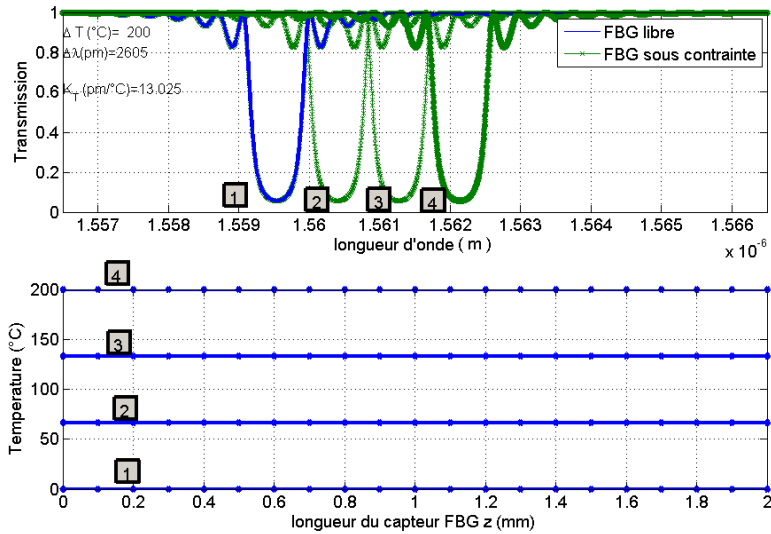


FIG. 6.6 – Simulation de FBG soumis à une montée homogène de température

Puis, une traction simple est imposée au FBG. Celle-ci correspond à un profil de déformation uniforme le long du FBG. Afin de rendre compte du décalage spectral, on impose une déformation uniforme de 0 à 3000  $\mu\epsilon$ . Dans ce cas, l'algorithme de simulation prend seulement en compte les effets opto-mécaniques. Nous vérifions qu'une déformation uniforme le long du réseau et croissante fait décaler le spectre de la même manière qu'une montée en température (figure 6.7). Le décalage du spectre dépend du coefficient photo-élastique  $P_e$ .

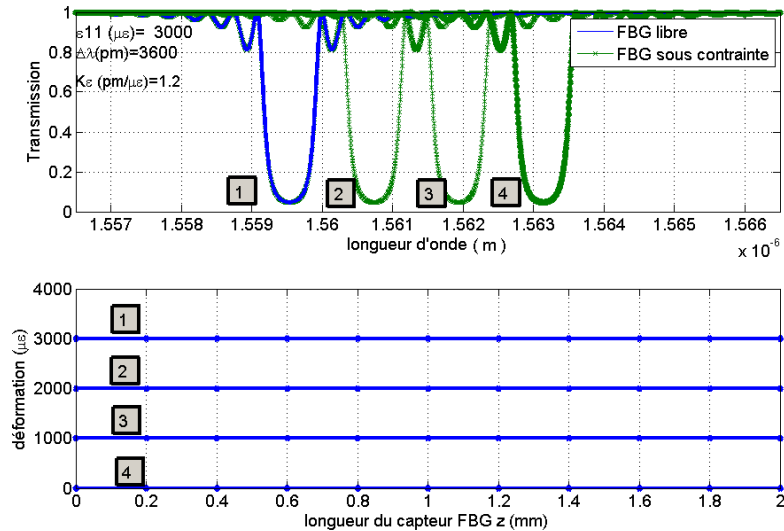


FIG. 6.7 – Simulation de FBG soumis à une traction simple

6.2.4.3 Simulation de FBG sous gradients linéaires

Dans un troisième temps, on impose au FBG des fonctions linéairement croissantes. Le FBG est discrétisé en 20 segments. Le résultat attendu sur l'évolution des spectres est un élargissement progressif et une diminution de la réflectivité maximale, figure 6.8, présenté pour un cas de gradient thermique  $\frac{dT}{dz}$  constant que l'on fait croître progressivement en amplitude.

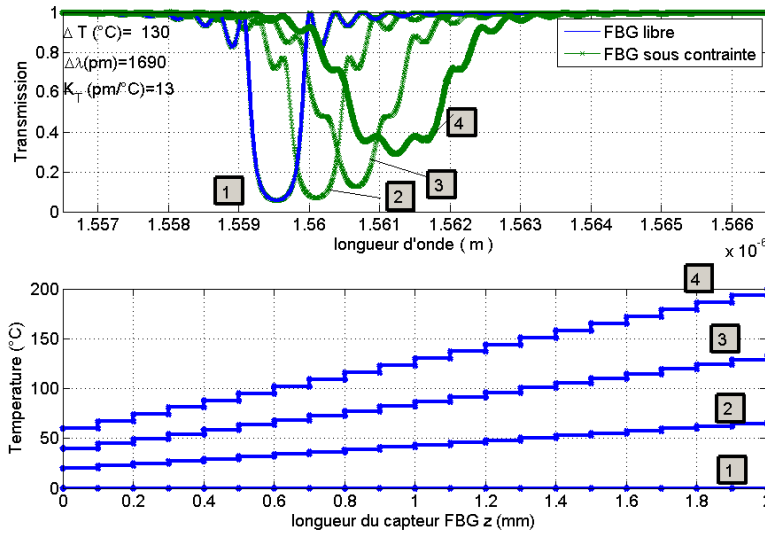
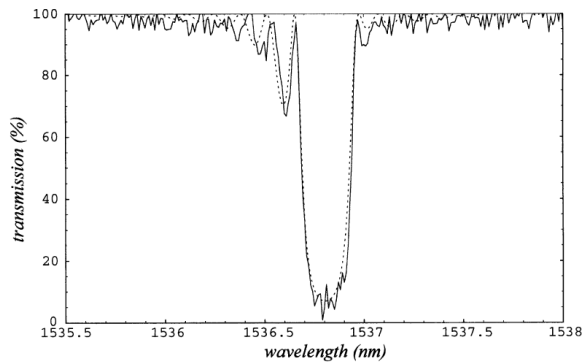


FIG. 6.8 – Cas test de *T-Matrix* direct de FBG soumis à des gradients de température constants

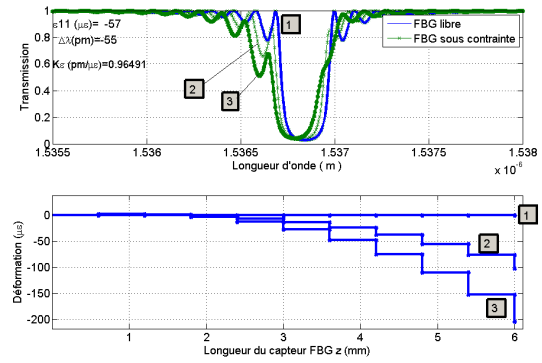
6.2.4.4 Simulation de spectres FBG soumis à des gradients de formes particulières

Peters et al. [Peters 01] ont exploité la méthode des matrices de Transfert pour prédire le spectre numérique d'un FBG soumis à un gradient de déformation ayant la forme de la fonction suivante :  $\epsilon(z) = 0,12(z/L) - 0,40(z/L)^2 - 0,40(z/L)^3$ . Dans leurs travaux, la prédiction numérique est comparée à un cas expérimental où la fibre est noyée dans une éprouvette de résine dont la section est variable afin d'aboutir au gradient de déformation précédent. Le spectre libre est obtenu pour  $L = 6mm$  et  $\overline{\delta_{neff}} = 1,83.10^{-4}$ . Afin de conforter la prédiction numérique de spectre par notre algorithme *T-Matrix*, celle-ci (figure 6.9.b) est comparée à celle de leurs travaux (figure 6.9.a). Le spectre simulé avec notre algorithme (pour le gradient n°3 de la figure 6.9) admet une évolution similaire à celle de [Peters 01]. On remarque que les lobes de droite s'estompent alors que les lobes de gauche s'accroissent en amplitudes.

Un profil de température inspiré de ces travaux et un autre profil de température avec une forme évoquant un "V" (d'équation  $T(z) = T_0 - aT_0 \cdot \left[\frac{z-L}{N.L_i}\right]^{-2}$ ) sont imposés sur la figure 6.10 afin de voir l'évolution des spectres en fonction du profil de température. Le premier profil est de signe opposé à celui de [Peters 01]. On remarque que l'évolution du spectre est du même type mais la modification (augmentation des lobes secondaires) est présente sur le versant opposé (figure 6.10.a). Dans le second cas, on remarque que la forme spectrale est très particulière (figure 6.10.b). Ce type d'évolution est évoqué également dans [Studer 01].

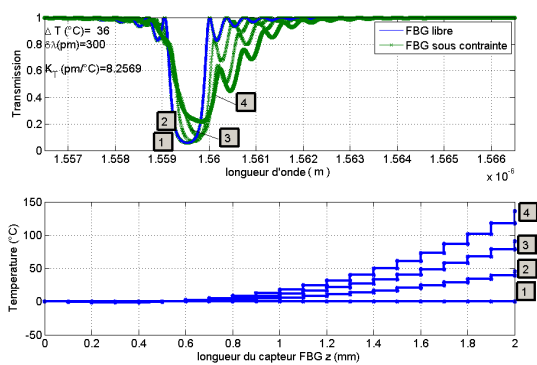


(a) Spectre simulé par Peters et al. [Peters 01]

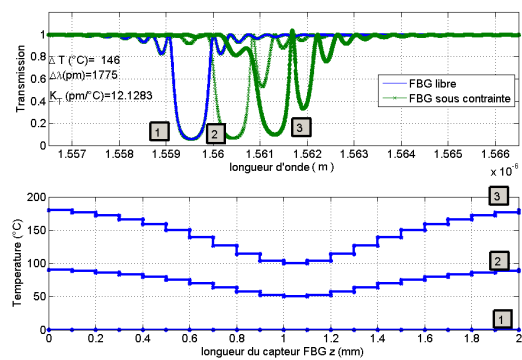


(b) Spectre simulé par notre algorithme

FIG. 6.9 – Comparaison des simulations *T-Matrix* de cette étude et Peters [Peters 01]



(a) Profil de T en polynôme d'ordre 3



(b) Profil de température en V

FIG. 6.10 – Cas test de *T-Matrix* direct de FBG soumis à des gradients de température de formes particulières

6.2.4.5 Simulation de compressions transverses du FBG, cas tri-axial

Un chargement complexe tri-axial induit une signature spectrale singulière et plus difficile à interpréter. Lorsqu'un matériau transparent isotrope est soumis à des contraintes mécaniques, les vitesses de propagation des ondes polarisées parallèlement ou perpendiculairement à cette contrainte ne sont plus les mêmes, le matériau devient biréfringent : c'est le cas pour la silice constitutive des fibres optiques. Pour décrire la propagation des ondes, l'indice de réfraction  $n_0$  du matériau isotrope ne suffit plus [Huard 94]. Nous introduisons alors les indices de réfractons  $n_1$ ,  $n_2$  et  $n_3$  correspondant aux directions propres. Une illustration de cet effet de biréfringence induite est présentée figure 6.11 extraite des travaux de [Vacher 04]. Un capteur à réseau de Bragg est intégré dans un composite symétrique stratifié ; lors de la phase de refroidissement du procédé on observe l'apparition de la biréfringence. Le travail proposé ici est d'exploiter la méthode numérique des matrices de transfert pour illustrer le phénomène de biréfringence. Notre modèle s'inscrit dans une démarche analogue aux travaux existants [Botsis 05], avec une prise en compte plus générale des sollicitations externes. Ces considérations multiples sont à notre connaissance innovante, tout comme l'interprétation de la biréfringence par le modèle. Nous présentons ici une simulation d'essai correspondant expérimentalement à comprimer

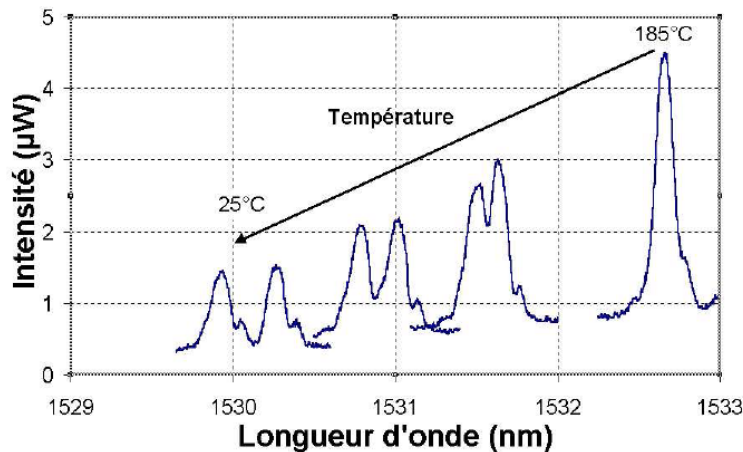


FIG. 6.11 – Effet de la biréfringence issue de [Vacher 04]

progressivement la fibre nue entre quatre plans, deux à deux parallèles (déformation transverse  $\epsilon_{22}$  et  $\epsilon_{33}$  imposées). Au cours de cet essai, le rapport des déformations vérifie  $\epsilon_{22} = -2 \times \epsilon_{33}$ . Ce rapport provoque un net dédoublement du pic. Notons qu'il serait possible d'imposer des déformations purement arbitraires, voire non uniformes. Pour les résultats des spectres présentés figure 6.12,  $\epsilon_{22}$  et  $\epsilon_{33}$  sont supposées uniformes en  $z$  et la température n'est pas prise en compte. Pour les simulations, le réseau de Bragg a les caractéristiques suivantes : plage de longueur d'onde  $1533,5 < \lambda < 1543,5$  nm, indice  $n_{eff} = 1.460$ , période  $\Lambda = 526$  nm, amplitude de modulation d'indice de  $8 \cdot 10^{-4}$  et longueur du réseau  $L = 1$  mm. Au fur et à mesure que le chargement augmente, on observe que le pic se décale et s'élargit progressivement tout en diminuant en intensité, puis se dédouble. Ce type de comportement est également observé expérimentalement au cours du refroidissement d'un stratifié [Vacher 04], ou en flexion 3 points d'une plaque composite instrumentée par FBG [Bosia 02].

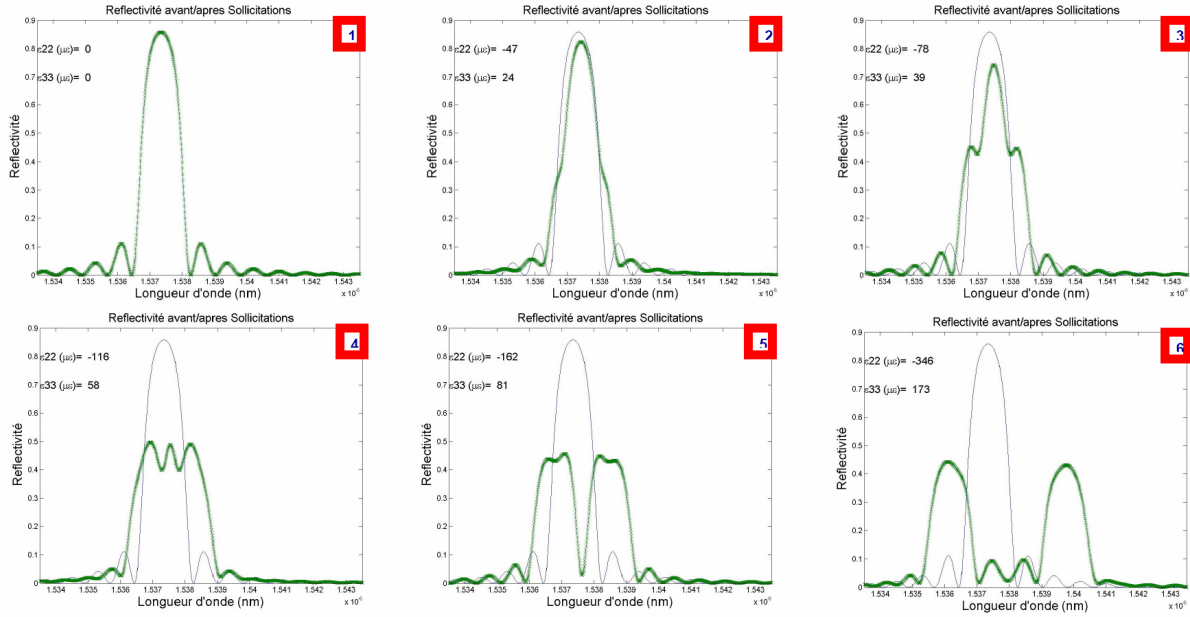


FIG. 6.12 – Simulation par *T-Matrix* de l'effet de la biréfringence : compression transverse avec  $\varepsilon_{22} = -2\varepsilon_{33}$  imposés et progressifs (valeurs indiquées en micro-déformation)

## 6.2.5 Problème inverse : identification par optimisation

### 6.2.5.1 Non unicité de la solution de la méthode des *T-Matrix*

L'identification d'un profil solution pour un spectre donné est réalisable lorsque la correspondance est biunivoque entre profil solution et spectre. En d'autres termes, il faut que la correspondance entre profil de sollicitation et spectre FBG soit bijective. Dans le cadre de la méthode des *T-Matrix*, l'unicité des solutions est évoquée dans la thèse de Studer [Studer 01]. Cette unicité n'est possible que si la partie réelle et la partie imaginaire du spectre de réflectivité complexe est connue. Dans notre étude, la phase n'est pas considérée. C'est l'objet des développements réalisés par Colpo [Colpo 06b] concernant la mise en place de l'OLCR (voir section 4.2.1.5). Ici, on ne retient que la partie réelle, c'est-à-dire la signature spectrale du FBG. Dans cette section, nous allons montrer la difficulté de l'unicité de la solution mais également contourner le problème en imposant des hypothèses. La difficulté de l'unicité s'illustre par exemple dans le cas du capteur FBG où il est possible que le spectre soit le même si le gradient de sollicitation est positif ou bien négatif avec une même valeur absolue.

Nous allons donc imposer à un FBG simulé par *T-Matrix* un profil de déformation longitudinal de forme linéaire de type  $\varepsilon = az + b$ . La fonction admet une pente de  $-45^\circ$ . La procédure consistera à chercher une autre fonction de même forme pour  $\varepsilon$  qui admettrait également le même spectre FBG.

Dans un premier temps, nous considérons les profils représentés figure 6.13.a.  $Def_0$  correspond à un profil donné fixe que l'on cherche à retrouver, alors que  $Def$  correspond à un profil de déformation tel qu'on considère une rotation d'un angle  $\theta$  par rapport à l'horizontale ( $\varepsilon = 700 \mu\varepsilon$ ) et centrée en  $z = 1$  mm. On maintient fixe la longueur du capteur (2 mm).  $\theta$  varie sur une plage de  $-90^\circ$  à  $+90^\circ$ , et simule par *T-Matrix* le spectre FBG correspondant pour chaque profil. On évalue ensuite la différence entre le spectre courant correspondant à  $Def$  et le spectre recherché correspondant à  $Def_0$ . Le paramètre retenu, le résidu, est l'écart au sens des moindres carrés entre les deux spectres. L'évolution du résidu en fonction de  $\theta$  est donnée figure 6.13.b. On observe deux minima, soit deux valeurs pour lesquelles le résidu est nul. On a les deux solutions, pour une fonction où l'angle  $\theta = -45^\circ$

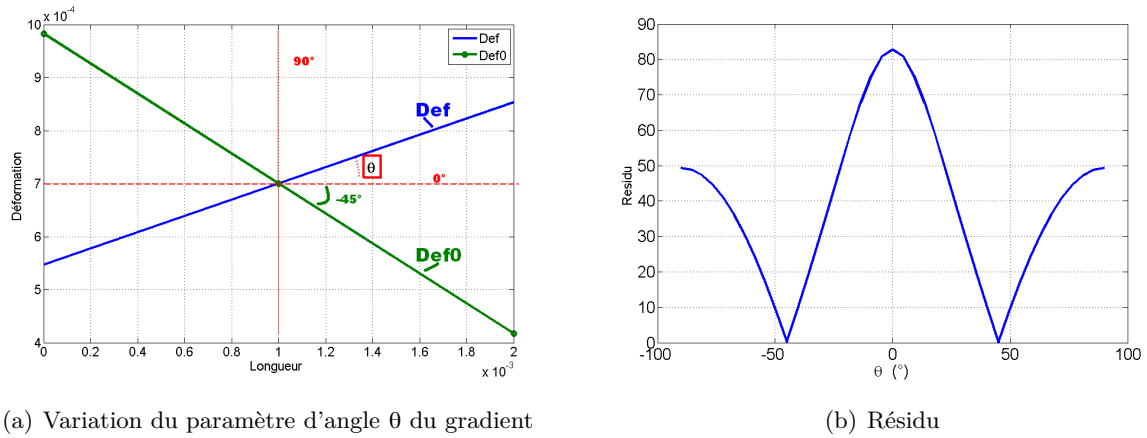


FIG. 6.13 – Évaluation du résidu avec la variation d'un paramètre d'angle  $\theta$  du profil de gradient

et pour l'autre où  $\theta = +45^\circ$ . La première solution est attendue alors que la seconde est une solution supplémentaire. Il n'y a donc pas unicité.

Dans un deuxième temps, nous faisons une analyse à deux paramètres. Nous considérons encore que le profil de sollicitation est une fonction linéaire le long du réseau. Cette fois, les deux paramètres sont les déformations de chaque extrémité noté  $\epsilon_{P1}$  et  $\epsilon_{P2}$  (voir figure 6.14.a). L'ensemble des valeurs de 0 à 2000  $\mu\epsilon$  est balayé pour chaque extrémité du profil. La déformation au centre du FBG n'est plus fixe comme précédemment. Nous obtenons alors une cartographie 2D représentant l'évolution du résidu en fonction de  $\epsilon_{P1}$  et de  $\epsilon_{P2}$  (figure 6.14.b). Celle-ci fait apparaître deux zones minimales qui correspondent chacune aux couples de solutions ( $\epsilon_{P1} = 400 \mu\epsilon$ ,  $\epsilon_{P2} = 1000 \mu\epsilon$ ) et ( $\epsilon_{P1} = 1000 \mu\epsilon$ ,  $\epsilon_{P2} = 400 \mu\epsilon$ ). Nous retrouvons donc le problème des deux solutions et de la réciprocité pour un profil appliqué dans un sens ou dans un autre sur le FBG.

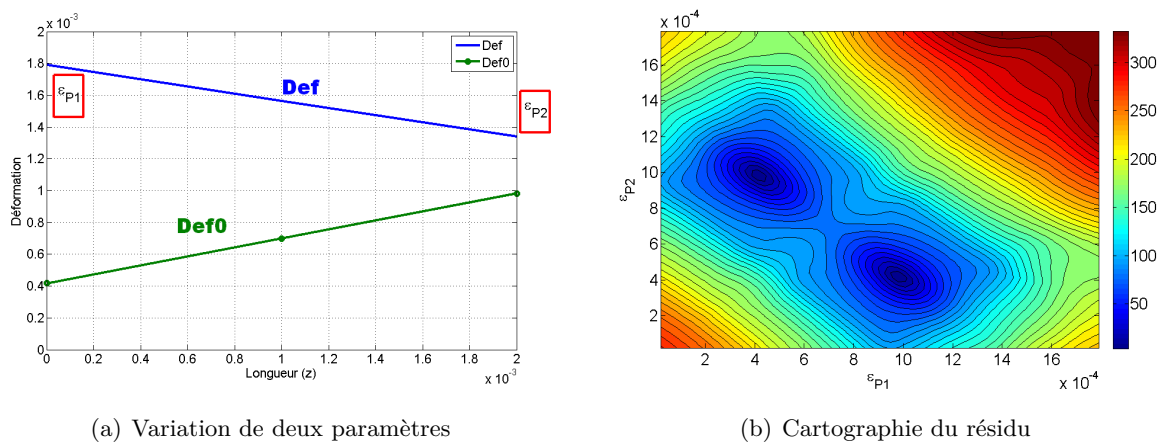


FIG. 6.14 – Évaluation du résidu avec la variation de deux paramètres du profil de gradient

D'après ces deux analyses, nous montrons qu'il n'y a pas unicité de la solution. Nous avons présenté dans la section 6.2.4.3 le spectre d'un FBG soumis à un gradient thermique positif constant et progressif. L'application sur le même FBG d'un gradient négatif constant variant progressivement donne une évolution similaire du spectre représenté figure 6.15.

Pour un spectre déformé donné, il existe deux solutions de profils de sollicitation thermique (ou mécanique) qui sont les symétriques l'une de l'autre par rapport à l'axe médian du FBG. Cette symétrie est due à la réciprocité et la symétrie du FBG.



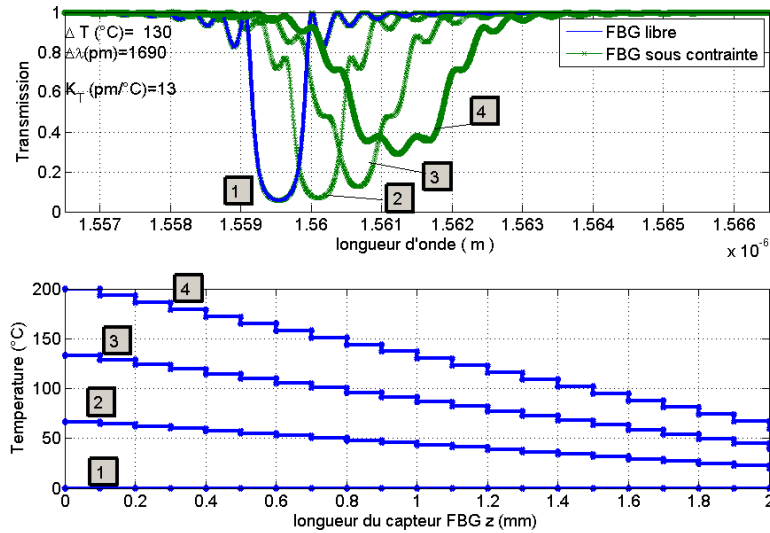


FIG. 6.15 – FBG soumis à des gradients de températures constants à différentes amplitudes

### Non-unicité de la solution causée par la courbure convexe ou concave du gradient

Dans cette partie, nous souhaitons évaluer l'influence de la courbure (concave ou convexe) d'un gradient sur les spectres FBG. Le gradient convexe présente une courbure "bombée" vers l'axe des abscisses alors que le gradient concave présente un creux à l'axe des abscisses. Dans ce qui suit, à partir d'une fonction convexe de type polynomiale (d'équation  $T(z) = -\left[T_0 \cdot \left(a \frac{z}{L} - b \frac{z}{L}^2 - c \frac{z}{L}^3\right)\right]$ ), il sera calculé deux types de fonctions images concaves par symétrie notés (symétrie 1) et (symétrie 2). Sur la figure 6.16, trois gradients convexes d'amplitudes progressives sont représentés. Pour chacun d'eux, on définit l'axe de symétrie qui relie le premier et le dernier point du gradient. Puis, on calcule l'image M de tout point N du gradient convexe objet en conservant l'abscisse, mais avec une ordonnée telle que I soit le milieu du segment [MN] ([MN] est vertical). On obtient alors trois gradients concaves.

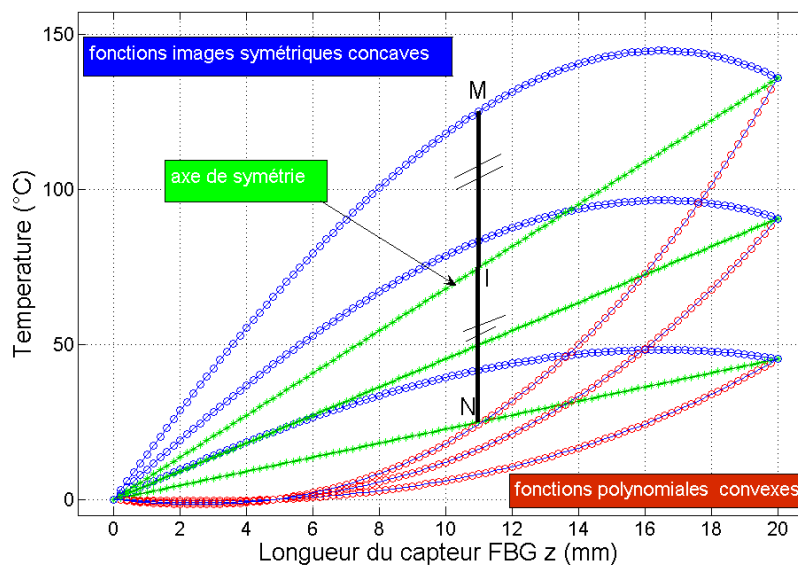


FIG. 6.16 – Comparaison entre gradients convexes et concaves (symétrie 1)

Le second type de gradients concaves est représenté sur la figure 6.17. Les gradients concaves sont

calculés à partir des mêmes fonctions de gradients convexes. La droite de symétrie est définie de la même manière. Cependant, le point M image de N est déterminé de manière à ce que I soit le milieu de [MN] avec la condition que [MN] soit perpendiculaire à l'axe de symétrie (avec un angle  $\frac{\pi}{2}$  sur la figure 6.17). On obtient alors un autre type de gradient concave.

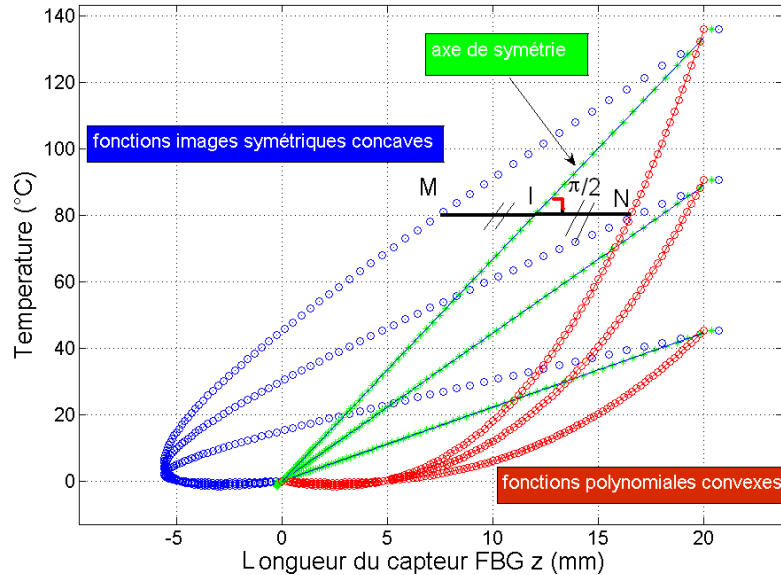
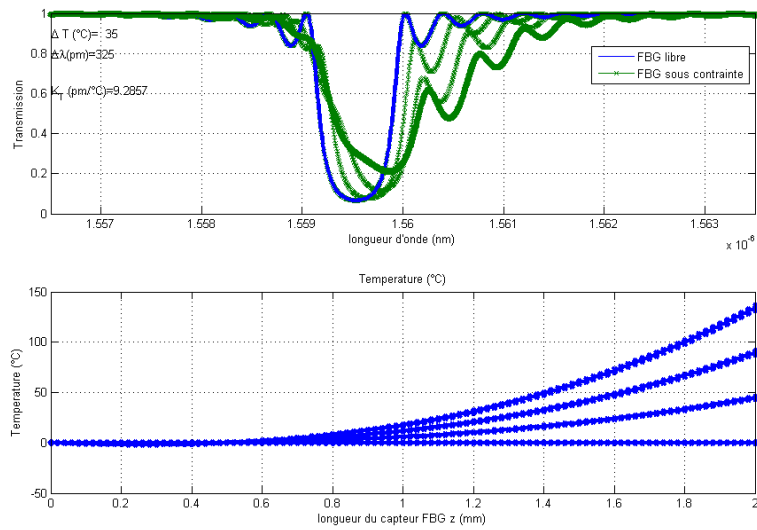
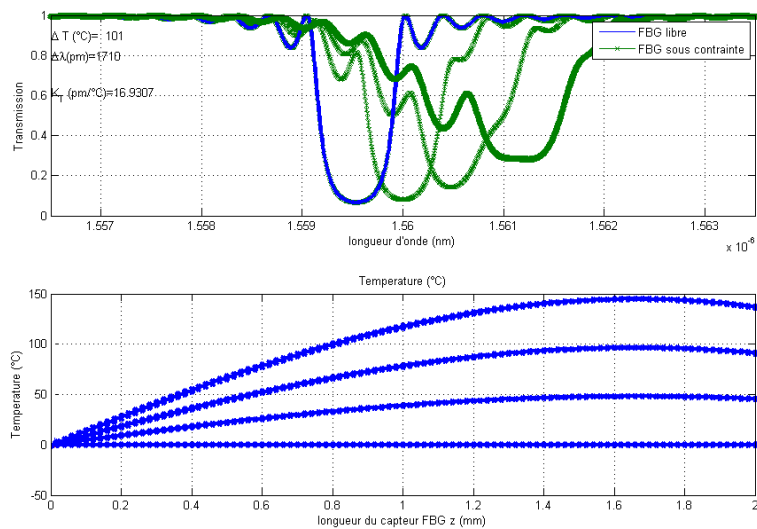


FIG. 6.17 – Comparaison entre gradients convexes et concaves (symétrie 2)

On calcule par *T-Matrix* les spectres FBG associés à ces trois types de gradients de température. Sur la figure 6.18 sont représentés les gradients convexes de référence ainsi que les spectres FBG associés. Sur la figure 6.19 sont représentés les gradients concaves obtenus en conservant la valeur de l'abscisse. Et enfin, sur la figure 6.20, sont représentés les gradients concaves obtenus en imposant la symétrie décrite figure 6.17. On constate que les gradients convexes et concaves obtenus par (symétrie 1) ne sont pas identiques. Les gradients concaves obtenus par la (symétrie 2) induisent les mêmes spectres FBG que ceux des gradients convexes. Pour un spectre FBG donné, l'identification peut aboutir à deux solutions pour la courbure du gradient : l'une convexe et l'autre concave. En fonction de la proximité des points de départ de la solution, lors de l'étape d'identification, on peut aboutir à ces deux courbures distinctes. Ce point important sera notamment rencontré lors de l'identification expérimentale de gradients thermiques.

### 6.2.5.2 Validation numérique de l'identification

La méthodologie d'identification a été exposée dans la section 6.2.1. Il s'agit à partir des spectres expérimentaux d'identifier les gradients qui ont été imposés au FBG. Elle repose sur deux spectres FBG : le premier spectre est acquis lorsque le FBG est libre, et le second lorsque les sollicitations lui sont imposées. Dans cette section, cette stratégie d'identification est validée sur des cas purement numériques. On considère un FBG dont on connaît les caractéristiques physiques. Un premier spectre de référence est alors prédit par la méthode des matrices de transfert. Un profil de déformation de forme choisie est ensuite appliqué et la réponse spectrale du FBG est calculée. On dispose alors de deux spectres. La procédure d'optimisation consiste à identifier le profil de déformation ou de température le long du réseau, au moyen de ces deux signatures spectrales. Le profil identifié est comparé à la solution connue. Le problème inverse est testé sur des gradients de formes particulières : des fonctions linéaires, des fonctions paraboliques, et des fonctions évoquant un "V".

FIG. 6.18 – Spectres FBG des gradients convexes de référence par *T-Matrix* directFIG. 6.19 – Spectres FBG des gradients concaves (symétrie 1) par *T-Matrix* direct

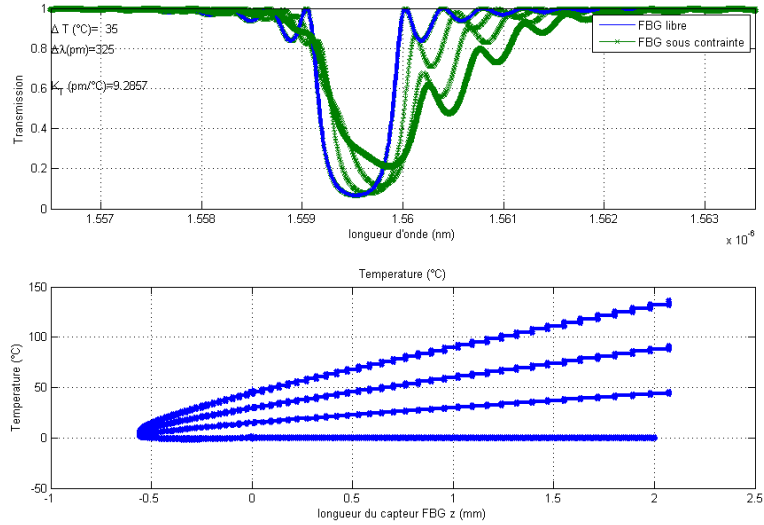


FIG. 6.20 – Spectres FBG des gradients concaves (symétrie 2) par *T-Matrix* direct

Dans un premier temps, on simule le spectre du FBG libre par *T-Matrix* direct avec les caractéristiques suivantes :  $\overline{\delta n_{eff}} = 5.10^{-4}$  ;  $L = 2\text{mm}$  ;  $n_{eff} = 1.460$  ;  $\lambda_B = 1559\text{ nm}$  sur une plage de 10 nm par pas de 5 pm. Puis on applique un gradient thermique sur le FBG de fonction  $T(z)$  représenté figure 6.21, on obtient alors un second spectre. Le FBG et toutes les grandeurs sont discrétisés en 10 segments. Un nombre peu élevé de segment permet un gain de temps lors des calculs sur un Pc standard. Les deux spectres et les profils imposés sont représentés figure 6.21

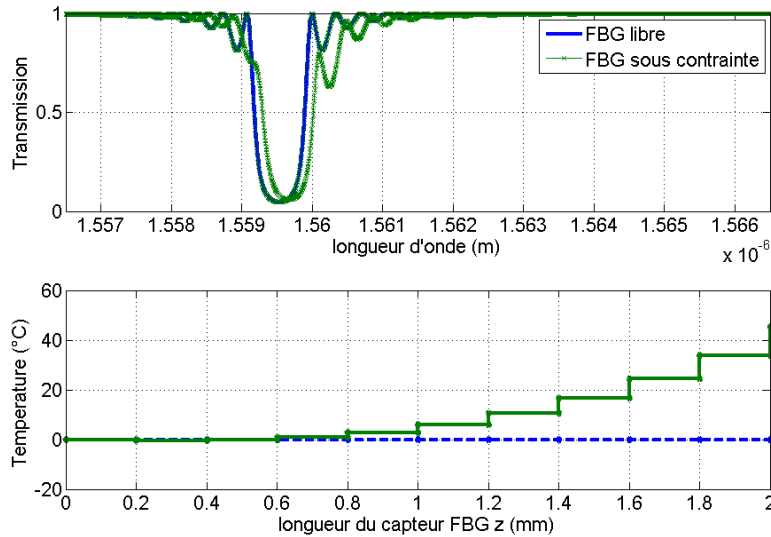
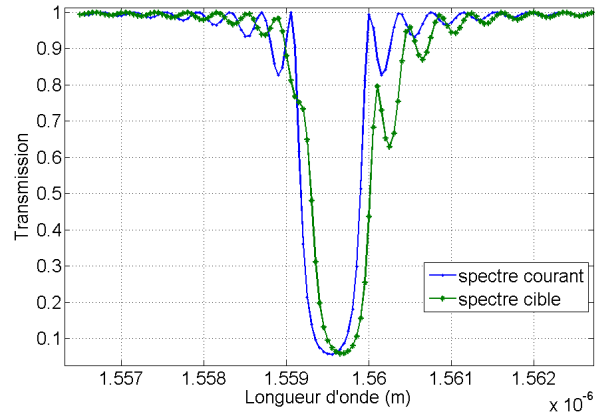


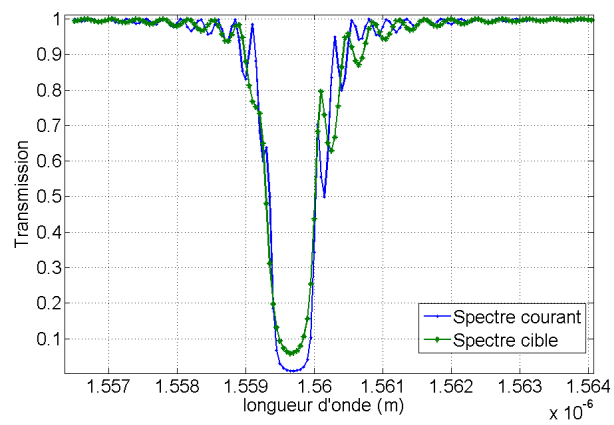
FIG. 6.21 – Profil de température imposé sur le FBG et spectres associés

Dans un second temps, on injecte les deux spectres (libre et déformé) dans l'algorithme d'identification. La première étape consiste à reproduire un spectre initial similaire au spectre libre. Ici, nous connaissons les paramètres ( $L$  et  $\overline{\delta n_{eff}}$ ) du FBG, mais dans le cas expérimental, il faudra les calculer.

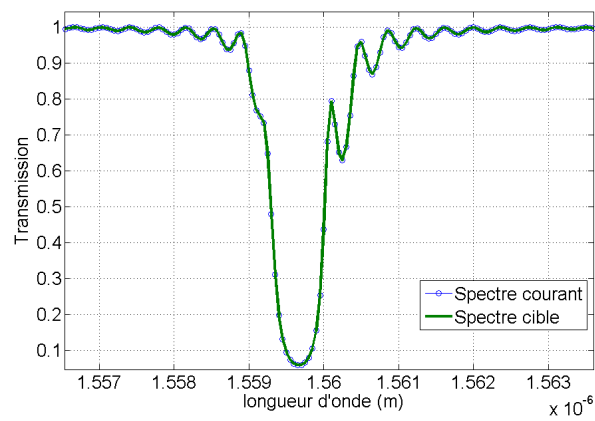
Une solution initiale assez proche de la solution recherchée est exigée pour l'algorithme d'optimisation de Levenberg-Marquardt. Celle-ci est obtenue en évaluant le décalage des deux maxima du



(a) Étape initiale



(b) Étape intermédiaire



(c) Étape finale

FIG. 6.22 – Étapes d'identification : spectre courant FBG libre et spectre déformé cible

spectre. La figure 6.22.a fait apparaître l'étape initiale avant la procédure d'optimisation. Elle représente le spectre courant initial simulé et le spectre cible. La première procédure d'optimisation consiste à discrétiser la longueur du FBG et le profil de sollicitation en deux segments seulement, soient deux valeurs de température. Il y a seulement 2 paramètres à optimiser dans un premier temps :  $T(z = 0)$  et  $T(z = L)$ . L'ajustement par optimisation sur ces deux segments, ou ajustement "grossier" permet d'avoir une solution de profil approchée qui est injectée dans une seconde étape d'optimisation plus fine avec davantage de segment. Le spectre courant après la première étape d'optimisation et le spectre cible sont donnés figure 6.22.b.

L'optimisation fine est réalisée avec un nombre plus important de segments, ici on a choisi  $N = 20$ . Chaque valeur discrète du profil constitue un degré de liberté. Au terme de la seconde étape d'optimisation plus fine, on aboutit à une superposition quasi parfaite entre spectre courant et spectre cible (figure 6.22.c). L'optimisation peut être arrêtée par une valeur seuil d'erreur entre les spectres ou par un nombre d'itération maximum. Le profil de sollicitation pour lequel l'écart entre spectre simulé courant et spectre sous gradient est minimum est retenu comme solution.

La solution de l'identification correspondant au cas de la figure 6.22 est donnée sur la figure 6.25. Celle-ci fait apparaître l'estimée initiale, la solution intermédiaire à 2 points pour l'optimisation "grossière", et la solution finale pour l'optimisation fine.

L'étape d'identification dite grossière est nécessaire. Elle permet d'approcher de la solution finale en deux temps. Comme nous l'avons vu dans la section précédente, deux solutions de gradient sont valables pour un même spectre sous gradient, toutes les deux symétriques par rapport à un axe vertical. La solution intermédiaire permet de choisir l'une des deux. En effet, en connaissant le sens du profil imposé croissant ou décroissant, on peut réorienter la solution intermédiaire afin que l'optimisation fine converge vers la solution désirée. Sinon il se peut que le résultat de l'identification aboutisse à la solution symétrique plutôt que celle attendue.

Nous résumons donc les étapes de l'identification :

- Deux spectres FBG sont injectés dans la procédure d'identification : FBG libre et sous gradient.
- La solution initiale est calculée à partir du décalage entre les deux pics.
- L'identification grossière ( $N = 2$ ) permet d'avoir une solution intermédiaire. On modifie le signe si besoin.
- L'identification fine ( $N > 2$ ) où la solution intermédiaire est injectée comme deuxième point de départ.
- Le gradient qui minimise la fonction coût est retenu comme solution.

### Validation de l'identification sur différents profils de température

L'identification est testée sur différents profils de température. Dans chaque cas, on dispose du spectre sous gradient et du spectre libre. A la fin de l'identification on compare gradient identifié et gradient imposé sur le FBG. Il apparaît dans ces résultats que les valeurs aux bords sont plus difficiles à identifier et que la superposition n'est pas exacte bien que tout soit numérique ici. La qualité de l'identification dépend du spectre FBG initial. En effet, plus celui-ci est large et plus il est sensible aux gradients, alors qu'un spectre étroit est peu sensible au gradient, et l'identification est plus difficile même dans un cas purement numérique. Il est possible en intervenant sur les paramètres de fabrication ( $L$  et  $\overline{\delta n_{eff}}$ ) du FBG d'accroître la qualité de l'identification. Il est préférable de s'orienter vers des FBG plus longs, et ayant un spectre de forme plus élargie. On observe sur la figure 6.23 que l'identification d'un gradient linéaire aboutit à des différences très faibles entre le profil imposé au FBG et le profil identifié. Cette qualité reflète le cas numérique où les paramètres du FBG sont bien connus. La solution initiale est

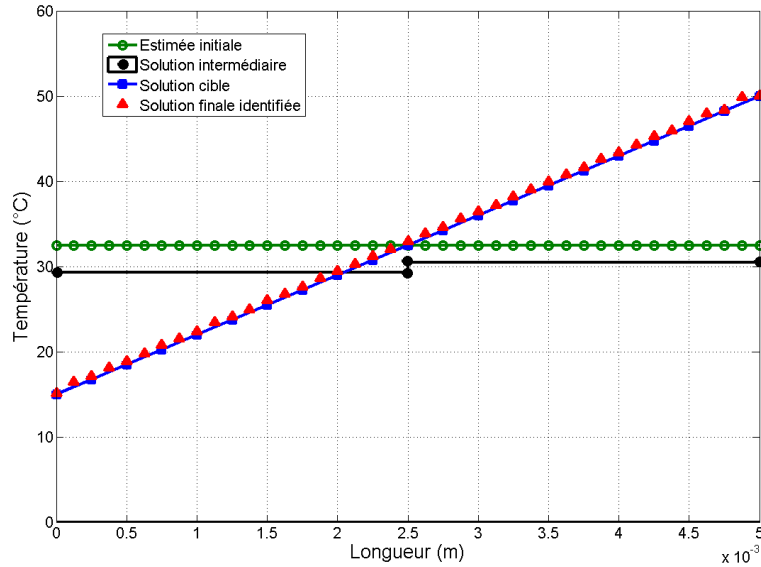


FIG. 6.23 – Identification : solution intermédiaire et finale pour le cas d’un profil  $T(z)$  linéairement croissant

dans ce cas une température homogène de  $32^{\circ}\text{C}$ , elle est obtenue par l’estimation du décalage des deux spectres. Ici, la solution intermédiaire (discrétisée en deux valeurs) est du même signe que la solution recherchée (croissante). Si on inverse son sens en injectant une solution intermédiaire décroissante, l’optimisation fine aboutit à une solution de même allure mais symétrique à celle recherchée. Les deux gradients (croissant et décroissant) admettent les mêmes spectres FBG. La connaissance du signe du gradient permet d’orienter vers la bonne solution parmi les deux possibles.

Un second cas d’identification est présenté sur les figures 6.24 et 6.25. Les deux gradients sont basés sur la même fonction polynomiale mais ont des signes opposés. Nous remarquons que, dans les deux cas, la solution intermédiaire permet d’approcher de la solution recherchée. L’identification aboutit à des solutions de gradients très proches de ceux imposés aux FBG. Nous soulignons à nouveau que la qualité de l’identification dépend des caractéristiques des spectres ( $L, \overline{\delta n_{eff}}$ ), soit du produit  $\kappa L$  défini précédemment (section 6.2.4.1).

L’algorithme d’identification est également testé avec succès sur deux autres gradients (figures 6.26 et 6.27) susceptibles d’être appliquées sur le FBG. Dans ces deux cas, les valeurs identifiées aux extrémités (en  $z = 0$  et en  $z = L$ ) peuvent présenter plus d’écart par rapport à la solution cherchée. En effet, les extrémités du gradient recherché sont identifiées à l’aide des modulations situées aux extrémités du spectres. L’identification devient plus difficile sur ces zones car les extrémités du spectre ont une moins bonne résolution verticale.

### 6.3 Application aux gradients de température

Dans cette section, nous allons décrire un moyen expérimental, original et simple, pour appliquer un gradient de température sur le FBG. La méthode inverse d’identification de gradients sera ensuite utilisée. Les comparaisons permettront de valider cette d’identification.

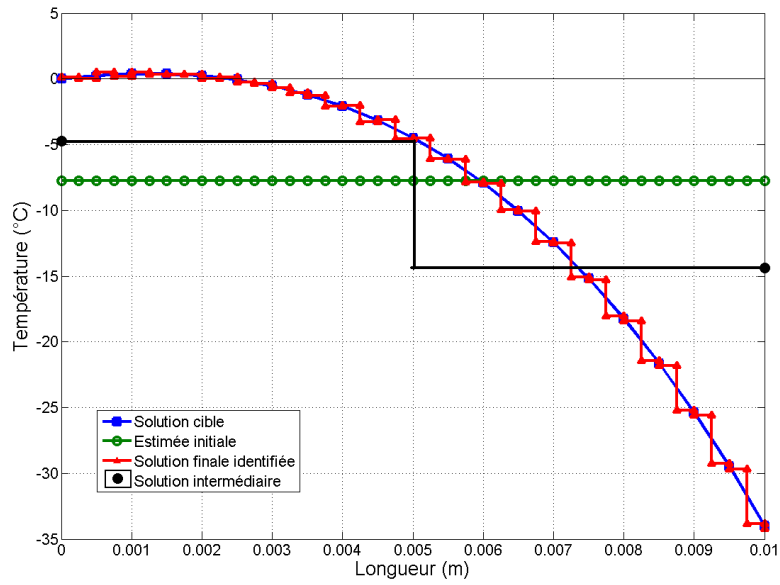


FIG. 6.24 – Identification : solution intermédiaire et finale pour le cas d'un profil  $T(z)$  polynômial décroissant

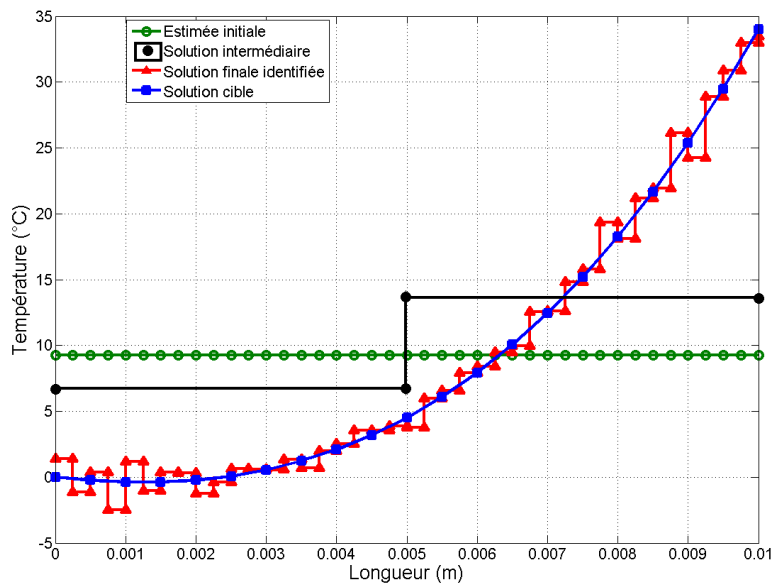


FIG. 6.25 – Identification : solution intermédiaire et finale pour le cas d'un profil  $T(z)$  polynômial croissant



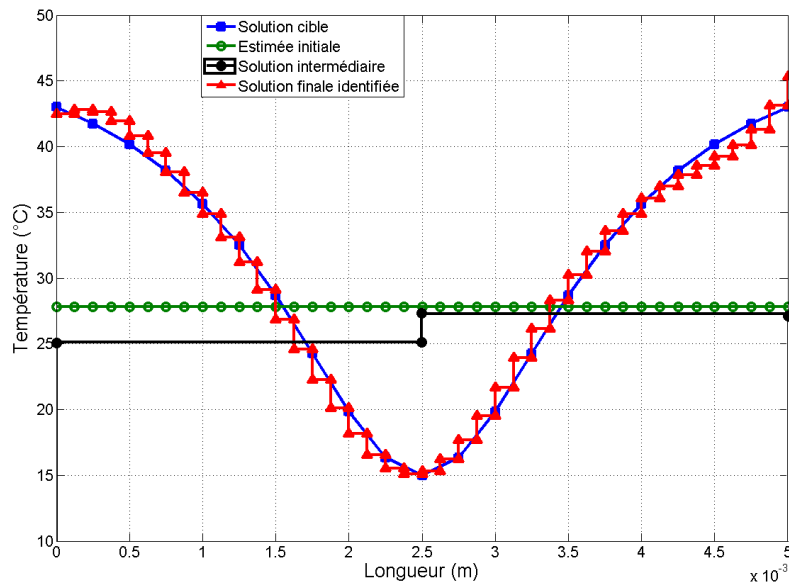


FIG. 6.26 – Identification : solution intermédiaire et finale pour le cas d'un profil de température en “V”

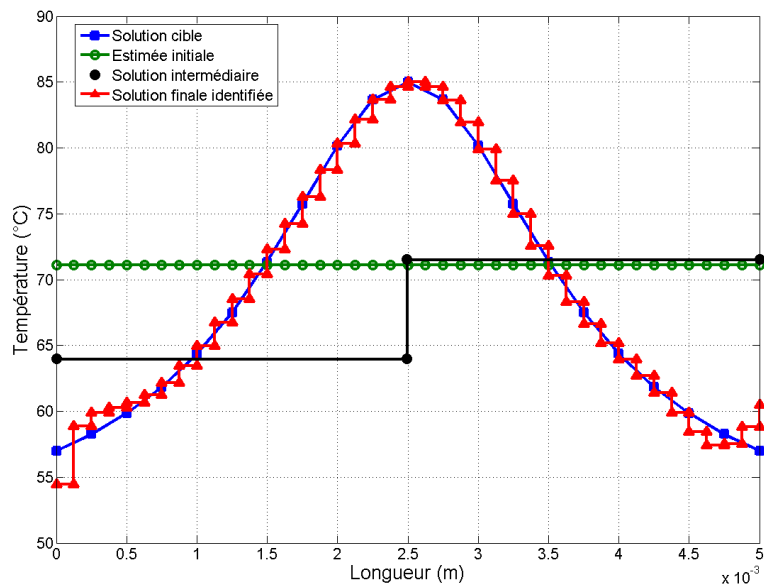


FIG. 6.27 – Identification : solution finale et intermédiaire pour le cas d'un profil de température en “Λ”

6.3.1 Montage expérimental de gradient thermique

Un montage dont le schéma est donné figure 6.28 a été réalisé à l'aide d'un anneau chauffant de 3 mm d'épaisseur. Deux tampons en laine de verre isolante sont placés de part et d'autre pour contenir la chaleur au sein de l'anneau. Ceux-ci sont percés pour permettre le passage de la fibre optique. Le FBG est situé à l'intérieur de l'anneau, ce dernier peut être déplacé le long du FBG. Des micro-thermocouples de type K sont collés sur la fibre optique au niveau du FBG afin de rendre compte de la répartition thermique.

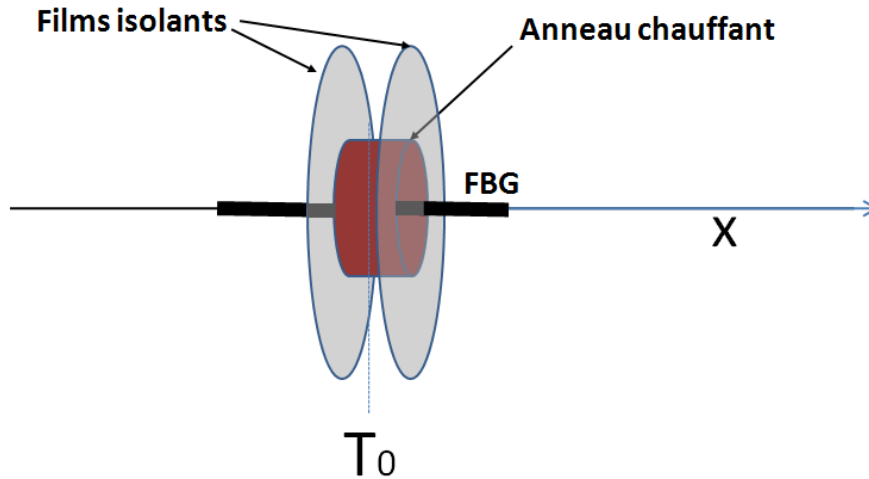


FIG. 6.28 – Schéma du montage de gradient thermique

Le montage précédent peut être assimilé à la juxtaposition de milieux plans type mur avec différentes conductivités thermiques,  $k_0$ ,  $k_1$  et  $k_2$ , et épaisseurs propres,  $e_0$ ,  $e_1$  et  $e_2$  (figure 6.29). Les milieux sont l'air, la laine de verre, et l'anneau métallique. L'allure du gradient est donnée figure 6.29. Dans ce cas la variation entre chaque plan est linéaire et la pente dépend du matériau. La laine de verre a une conductivité de l'ordre de 0,04 W/m/°C alors que la conductivité de l'air est de 0,026 W/m/°C. En fonction de la position relative du FBG par rapport au montage, il est possible d'appliquer sur celui-ci des profils de température soit linéairement croissant, décroissant et en forme de cloche.

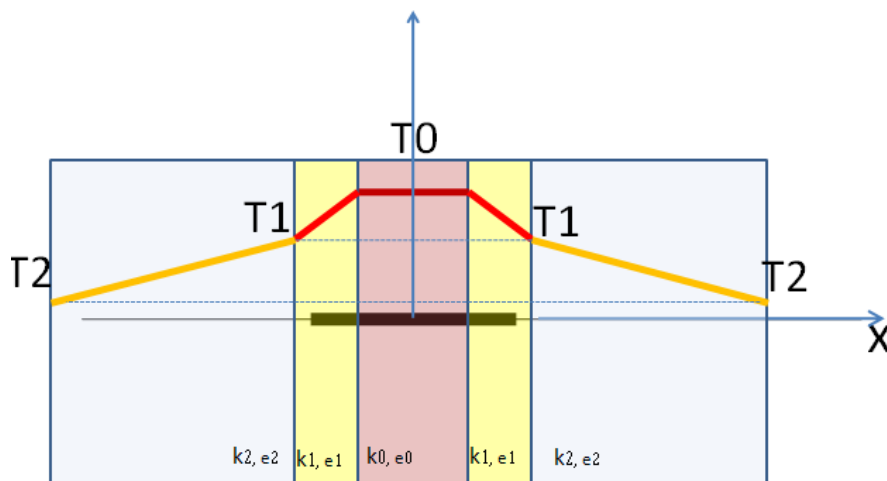


FIG. 6.29 – Schéma équivalent thermique du montage

La figure 6.30 montre le dispositif ainsi réalisé.

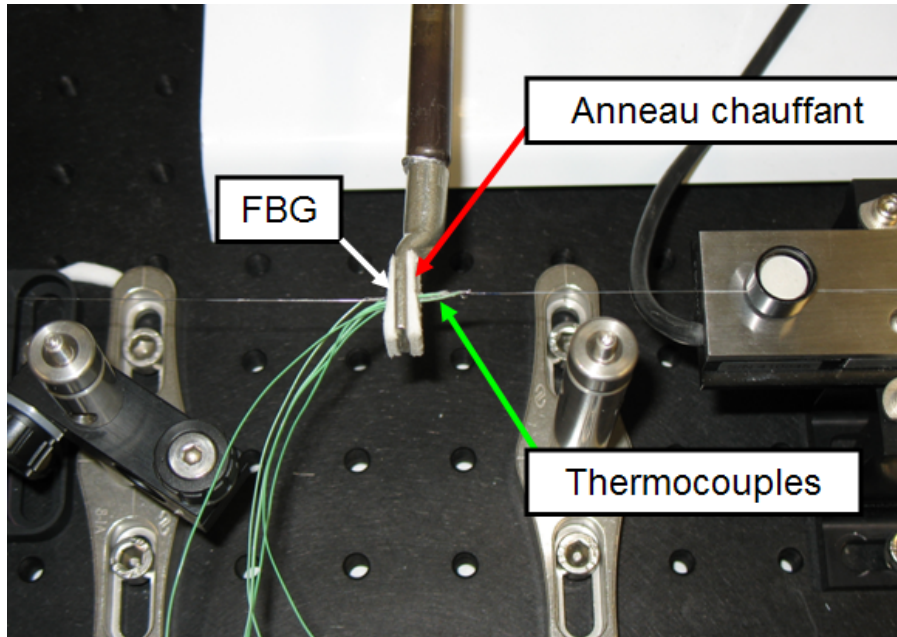


FIG. 6.30 – Montage à gradient thermique

### 6.3.2 Première expérience pour valider la simulation *T-Matrix* directe

#### 6.3.2.1 Aspects expérimentaux

Un FBG de 10 mm subit le gradient imposé par le montage. La longueur de la zone dénudée du FBG vaut 20 mm. La position  $z$  de l'anneau varie progressivement par pas de 2 mm le long de la longueur dénudée du FBG,  $z \in [0, 20]$ . Les températures sont relevées au niveau de la fibre optique en trois points avec des micro-thermocouples de type K qui sont positionnés respectivement au début, au milieu et au bout du FBG (la distance entre les thermocouples est de 5 mm).

Pour chacune des 11 positions  $z$  de l'anneau chauffant, on présente figures 6.31 et 6.32 le gradient thermique imposé sur le FBG et mesuré par les thermocouples, ainsi que le spectre correspondant. Comme on le voit figure 6.31, lorsque le gradient thermique varie, cela provoque une évolution du spectre FBG associé. Pour une position de l'anneau donnée, les spectres et les profils de températures sont stables et fluctuent peu dans le temps (régime permanent).

Au fur et à mesure que la position de l'anneau chauffant varie (l'anneau se déplace de la gauche vers la droite), le gradient de température perçu par le FBG a d'abord l'allure d'une fonction décroissante, puis une fonction en cloche, et enfin une fonction croissante.

#### 6.3.2.2 Modélisation numérique par *T-Matrix* directe

Dans cette section, on essaie de reproduire l'expérience précédente d'un point de vue numérique au moyen de la méthode des matrices de transfert. On considère que le FBG a une longueur de 10 mm (positionné de  $z = 0$  à  $z = L$ ) et son amplitude de modulation est de  $10^{-4}$ , le FBG est discrétisé en 30 segments. Puis, un profil de type "morceau" d'une fonction gaussienne traduisant la distribution thermique associée à l'anneau chauffant est imposé au FBG. Celui-ci, de la même façon que pour l'expérience, est tel que le FBG ne perçoit qu'un tronçon de la distribution thermique longitudinale. La localisation du gradient varie progressivement pour simuler le déplacement de l'anneau chauffant. Initialement le gradient est centré en  $z = -10$  mm puis est progressivement translaté jusque  $z = +20$  mm. Le gradient vu par le FBG se situe uniquement dans l'intervalle  $[0, 10]$ , le centre du FBG est

**CHAPITRE 6. CAPTEUR SOUS GRADIENTS : MESURE DE CHAMPS THERMO-MÉCANIQUES NON UNIFORMES**

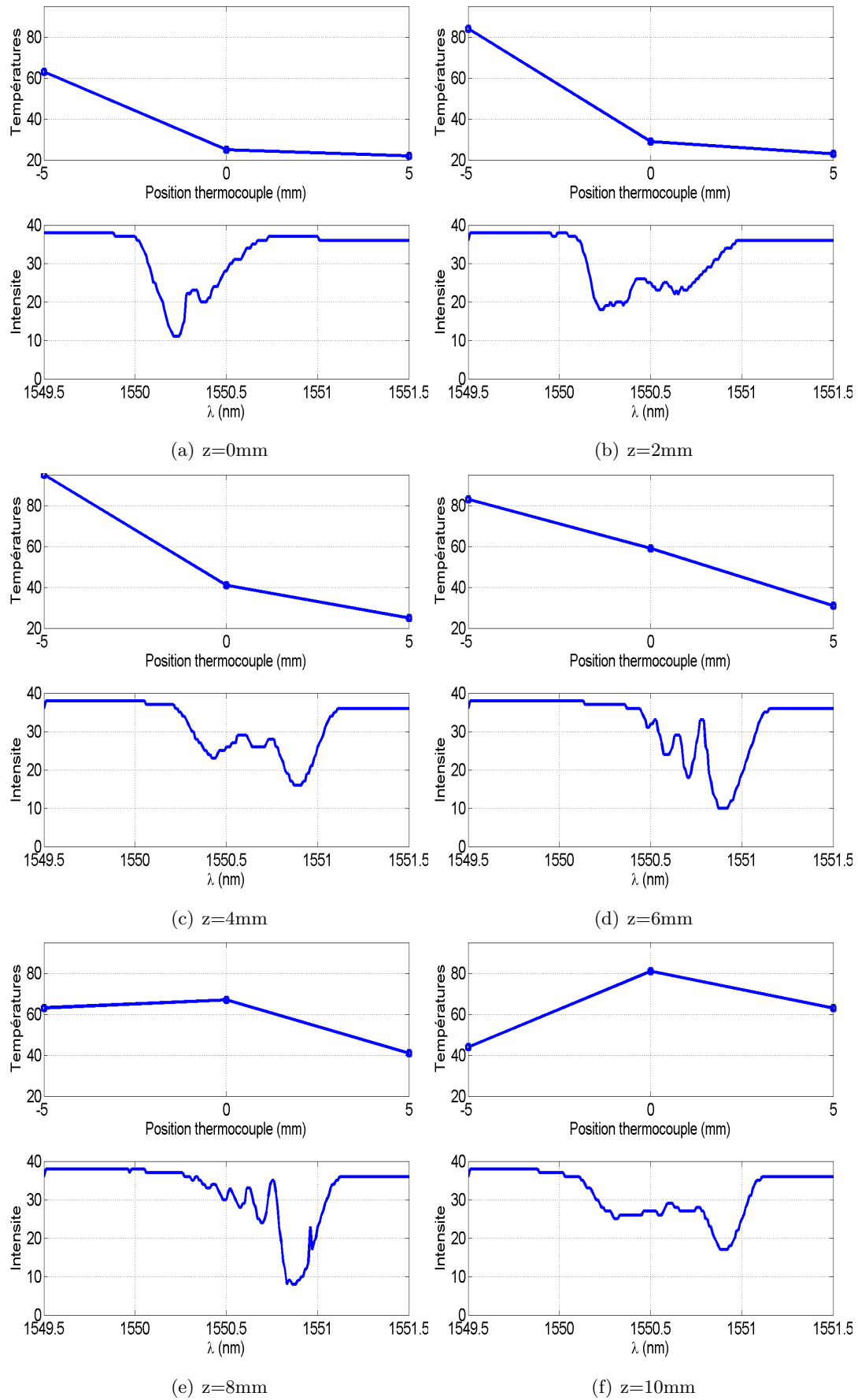


FIG. 6.31 – Mesures : gradients de température imposés avec anneau chauffant et spectres associés (1/2)

### 6.3. APPLICATION AUX GRADIENTS DE TEMPÉRATURE

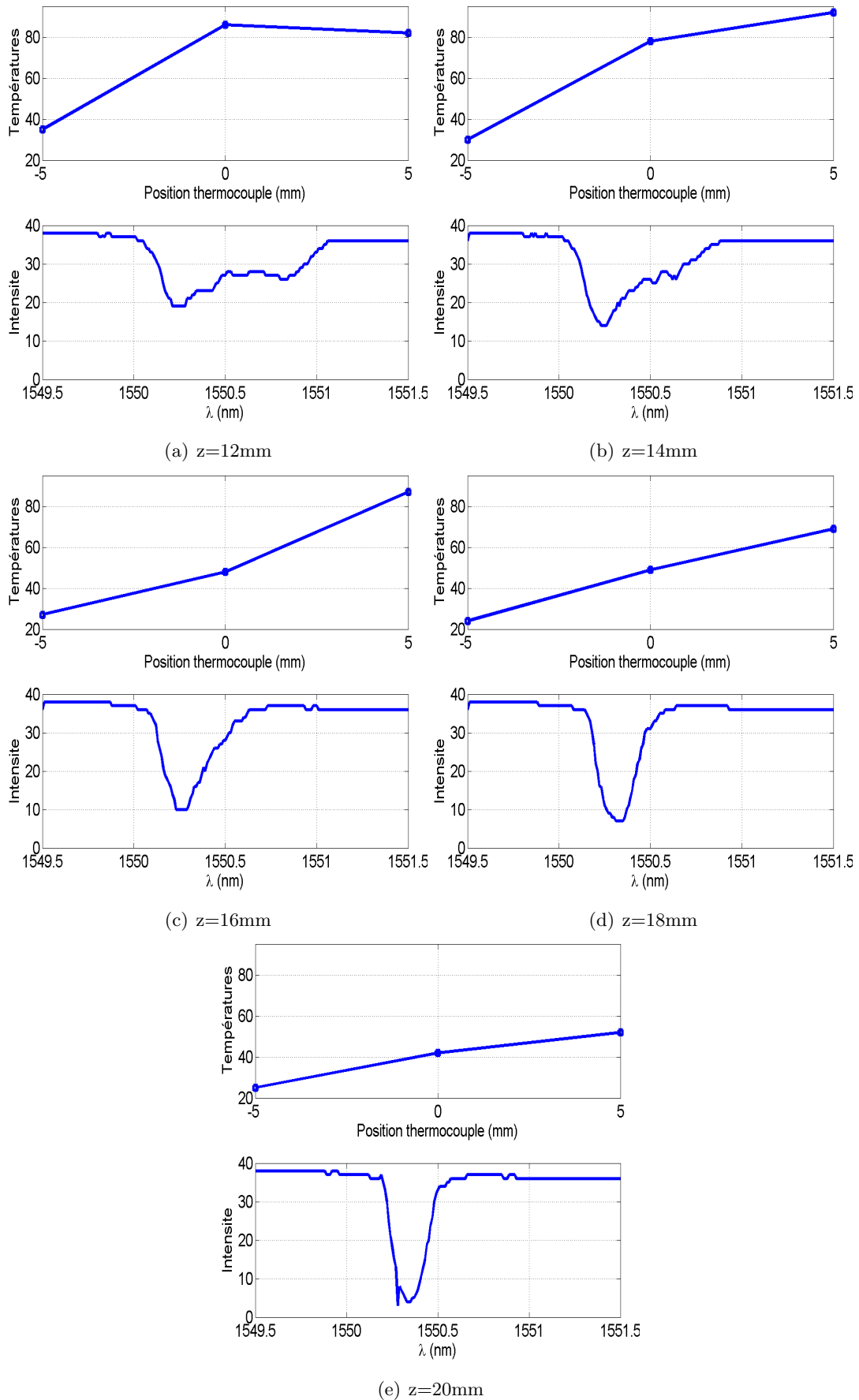


FIG. 6.32 – Mesures : gradients de température imposés avec anneau chauffant et spectres associés (2/2)

en  $z = 5 \text{ mm}$ . Les températures sont choisies également pour être proches de celles mesurées lors de l'expérience. A chaque étape, le spectre du FBG est déterminé. La figure 6.33 présente cette simulation de l'expérience de l'anneau chauffant. Pour chaque étape, on représente le gradient de température ainsi que le spectre FBG calculé par *T-Matrix* associé.

Dans ce cas purement numérique, on vérifie que le FBG perçoit uniquement un tronçon du gradient de l'anneau, soit successivement une fonction décroissante, une fonction de type parabolique et une fonction croissante. On retrouve qualitativement les profils de températures qui ont été appliqués expérimentalement sur les figures 6.31 et 6.32. Les spectres FBG associés varient de la même manière que lors de l'expérience : c'est-à-dire que l'on observe au début une déformation de la partie droite du spectre, puis un dédoublement large, puis une déformation de la partie gauche aux alentours du point de symétrie du gradient. A partir de  $z = 5 \text{ mm}$ , lorsque le milieu du gradient coïncide avec le milieu du FBG, on retrouve localement les mêmes spectres alors que les gradients sont antisymétriques (voir section 6.2.5.1). L'évolution du spectre est assez similaire à celle de l'expérience d'anneau chauffant. Le dispositif thermique permet d'appliquer un gradient très marqué, et de suivre l'évolution du spectre. La cohérence des évolutions des spectres entre prédiction numérique et mesures expérimentales permet de valider la partie numérique. Ainsi la simulation permet de prédire les évolutions de signal du capteur pour des cas de gradients thermiques bien maîtrisés.

Cette première expérience constitue une étape préliminaire à l'identification décrite dans la section qui suit.

### 6.3.3 Deuxième expérience : identification inverse de gradients thermiques

#### 6.3.3.1 Acquisition des gradients

Avec le même montage expérimental, des gradients thermiques sont appliqués sur un FBG. Le FBG a été au préalable étalonné avec le module de chauffage homogène pour des températures allant de 20 à 230°C. Les températures sont toujours relevées en trois points au moyen des thermocouples fixés sur la fibre. Trois types de gradients sont sélectionnés en choisissant trois positions différentes de l'anneau chauffant. Pour une même position de l'anneau chauffant, la température de chauffe de l'anneau sera fixée successivement à 150, 175 et 200°C afin de faire varier l'intensité du gradient. Dans le premier cas (figure 6.34), l'anneau chauffant est situé à gauche de la partie centrale du FBG. Le gradient de température vu par le FBG a l'allure d'une fonction décroissante. Dans le deuxième cas (figure 6.35), l'anneau chauffant est positionné au milieu du FBG. Le FBG perçoit un gradient en forme de cloche. Enfin, figure 6.36 sont représentés le cas où l'anneau chauffant est positionné à droite du FBG et le gradient est croissant.

### 6.3. APPLICATION AUX GRADIENTS DE TEMPÉRATURE

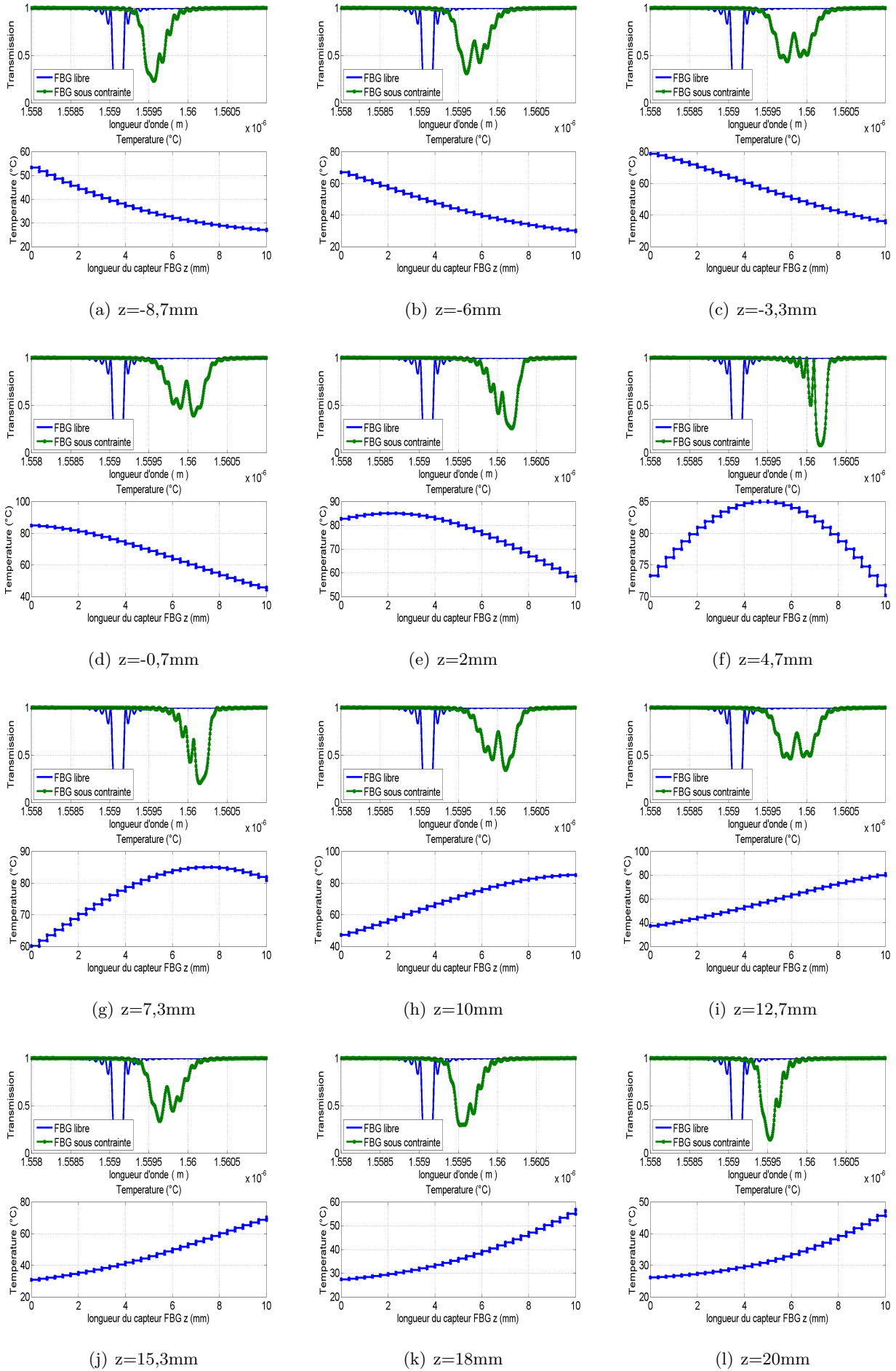


FIG. 6.33 – Simulation : gradients de température imposés sur FBG et spectres associés

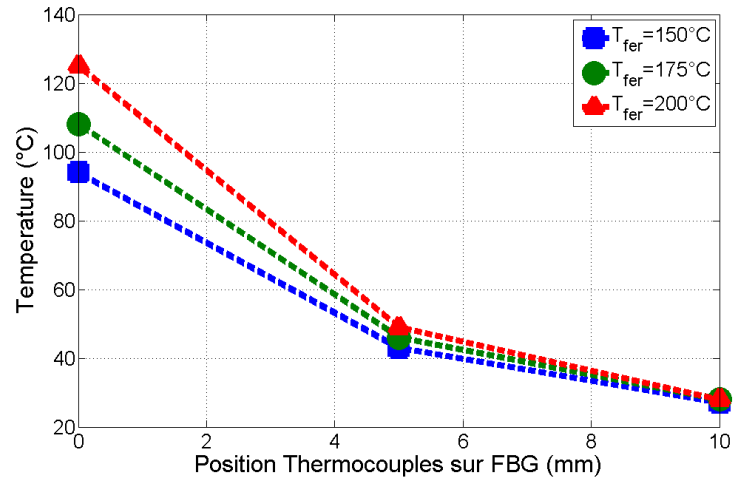


FIG. 6.34 – Gradients décroissants, anneau chauffant à gauche du FBG

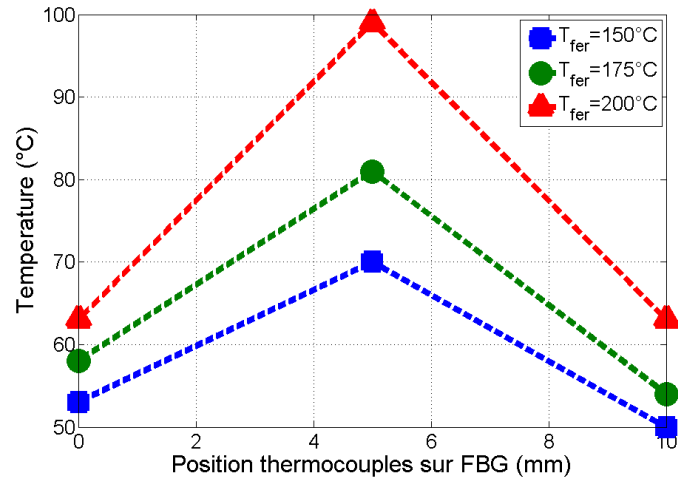


FIG. 6.35 – Gradients concaves, anneau chauffant centré sur le FBG

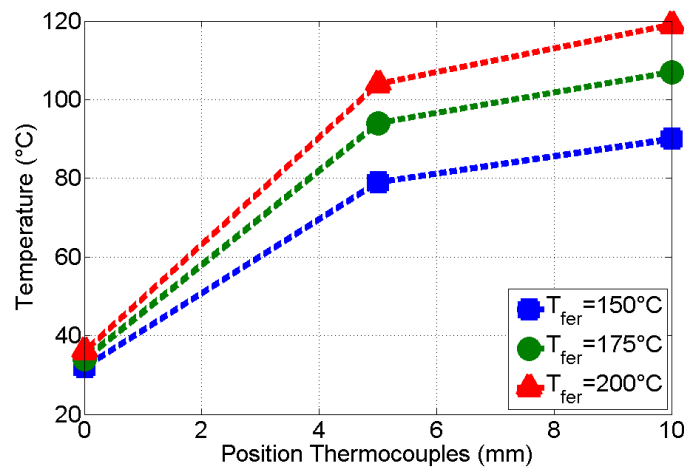


FIG. 6.36 – Gradients croissants, anneau chauffant à droite du FBG



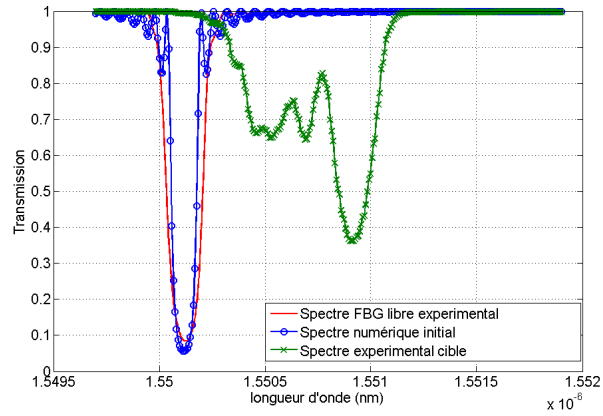
### 6.3.3.2 Identification des gradients

Dans cette section, nous détaillons un seul des cas d'identification de gradient : celui correspondant à la figure 6.34. Nous disposons de deux spectres : le premier libre et le second sous contrainte thermique. Un spectre à l'état libre avec un échantillonnage fin est utile afin d'extraire au mieux les paramètres FBG et de simuler par *T-Matrix* le spectre libre numérique initial. Ce spectre libre permet d'extraire les paramètres principaux du FBG à savoir la longueur d'onde de Bragg, la longueur  $L$  (bien qu'ici elle soit connue) et l'amplitude de modulation d'indice  $\overline{\delta n_{eff}}$ . On présente sur la figure 6.37.a, le spectre expérimental et le spectre reproduit numériquement du FBG libre, et enfin le spectre expérimental du FBG sous gradient thermique. En premier lieu, on injecte une solution estimée initiale qui correspond à la variation moyenne de température. Puis le FBG est discrétisé en 2 segments et on obtient une solution intermédiaire (figure 6.38.b). Le FBG est ensuite discrétisé en 10 segments, et la solution intermédiaire obtenue au préalable est introduite. L'identification consiste alors à faire varier les valeurs de la température le long du FBG en chaque point discret et d'obtenir une superposition entre spectre numérique courant et spectre expérimental cible. La solution obtenue est présentée figure 6.37.c.

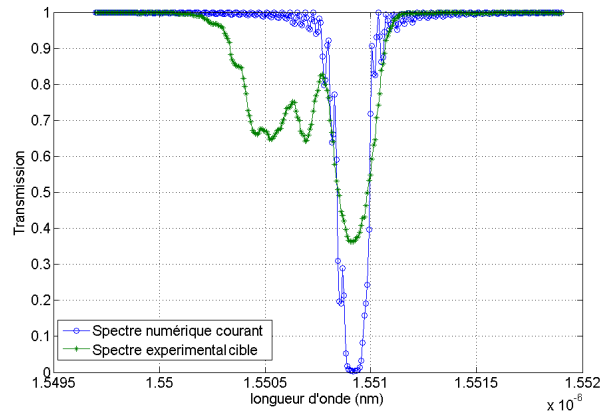
La figure 6.38 fait apparaître les différents gradients de température : l'estimée initiale qui est une fonction constante, la solution intermédiaire, et la solution finale en 10 segments dans le cas présenté. La figure fait également apparaître le gradient thermique mesuré au moyen des thermocouples à titre de comparaison.

#### Identification des cas de gradient thermique

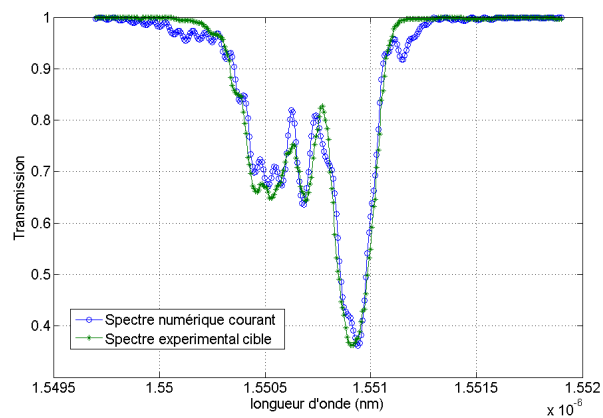
La même procédure d'identification est appliquée sur l'ensemble des cas de gradients thermiques qui ont été imposés et représentés sur les figures 6.34, 6.35 et 6.36. On identifie alors les solutions qui sont données par les figures 6.39, 6.40 et 6.41. Les trois cas, croissants, concaves et décroissants sont distingués et classés par amplitude de gradient progressif. Les valeurs de 150°C, 175°C et 200°C correspondent aux températures au niveau de l'anneau chauffant. Sur les figures sont aussi indiqués les températures relevés par les thermocouples en 3 points ainsi qu'en trait tireté l'interpolation quadratique de la solution identifiée. Nous constatons sur la figure 6.39 que cette solution par rapport au gradient attendu ne se superpose pas, elle est concave. Cependant la pente moyenne dans les deux cas (gradient identifié et gradient mesuré) est très proche, nous obtenons une différence de moins de 10 % dans tout les cas. De plus, les valeurs aux extrémités, en  $z = 0$  et en  $z = L$ , sont plutôt proches des valeurs attendues (écart entre 10 et 20°C). Sur la figure 6.39 nous représentons également l'image de la solution obtenue par une symétrie par rapport à l'axe médian. Cette solution image est plus proche du gradient recherché. Les gradients en forme de cloches (figures 6.35) ne sont pas identifiés comme attendu (voir figure 6.40) quelque soit l'amplitude du gradient : on identifie un gradient croissant alors qu'on attend une forme en "cloche". Enfin, les gradients croissants de la figure 6.36 sont identifiés sur la figure 6.41. De la même manière, on constate que la solution identifiée n'admet pas la concavité attendue. C'est la raison pour laquelle nous représentons également l'image obtenue par une symétrie. Le choix d'un axe de symétrie plus judicieux permet de faire superposer la solution identifiée image avec le gradient attendu. Cependant dans les trois cas, la pente moyenne de cette solution identifiée est très proche de celle de la mesure. Dans les trois cas de la figure 6.41, l'écart entre les pentes de la solution identifiée et de la mesure est en dessous de 10 %. De plus, les valeurs aux extrémités, en  $z = 0$  et en  $z = L$  sont dans les deux premiers cas (figures 6.41.a et 6.41.b) identifiées avec moins de 5°C d'écart absolu, et de 10 à 20°C dans le dernier cas (figure 6.41.c).



(a) Étape initiale



(b) Étape intermédiaire



(c) Étape finale

FIG. 6.37 – Exemple d'identification du gradient thermique expérimental présenté figure 6.34 à partir des spectres

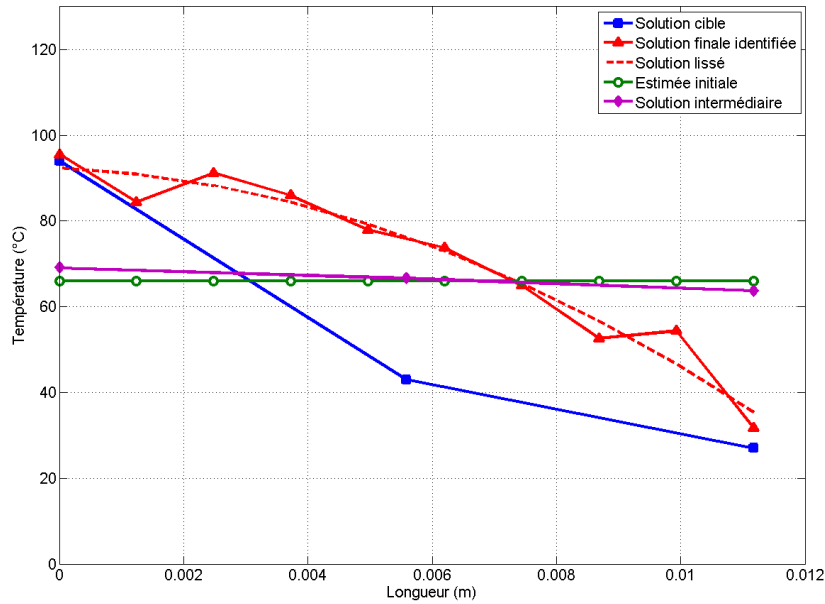


FIG. 6.38 – Solutions pour l'exemple d'identification de gradient thermique expérimental présenté figure 6.37

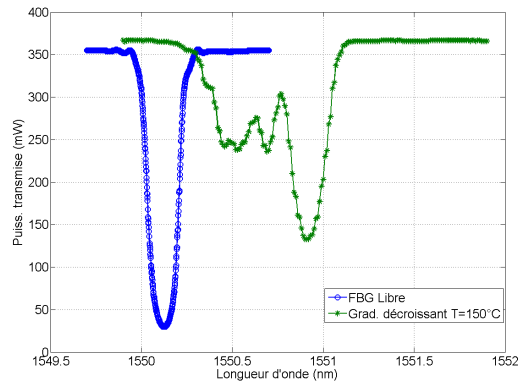
Sur le tableau 6.1, nous avons reporté les pentes  $dT/dz$  moyennes obtenues par interpolation linéaire pour le gradient expérimental mesuré par thermocouple et le gradient identifié. Cela a été fait pour les gradients décroissants et croissants; dans le cas des gradients concaves, cela n'est pas justifié. Ces deux pentes données en  $^{\circ}\text{C}/\text{mm}$  quantifient l'amplitude du gradient. Elles sont ensuite comparées par le calcul de l'écart relatif. Sur les trois dernières colonnes sont reportés les écarts de température entre gradient expérimental mesuré par thermocouple et gradient identifié par FBG. Les écarts sont donnés en écart absolu en  $^{\circ}\text{C}$  et en écart relatif (en %). On constate dans ce tableau que la valeur des pentes identifiées augmente avec l'amplitude du gradient imposé. Les écarts relatifs sont inférieurs à 26 % pour l'ensemble des gradients. Les écarts absolus sont parfois très faibles pour les valeurs aux extrémités en  $z = 0$ . Pour  $z = L$  on a des écarts absolus de moins de  $25^{\circ}\text{C}$ . Les écarts sont plus importants pour la valeur en  $z = L/2$ , jusque 42%.

Gradients	Pente (dT/dX) expérimentale thermocouples ( $^{\circ}\text{C}/\text{mm}$ )	Pente (dT/dX) solution identification FBG ( $^{\circ}\text{C}/\text{mm}$ )	Ecart relatif des pentes Exp/Identif (%)	Ecart absolu ( $^{\circ}\text{C}$ );		Ecart absolu ( $^{\circ}\text{C}$ );	
				Ecart relatif $T(x=0)$	Ecart relatif $T(x=L/2)$	Ecart relatif $T(x=L)$	Ecart relatif $T(x=L)$
Croissant $150^{\circ}\text{C}$	5,282	6,432	3%	$0,2^{\circ}\text{C}$ ; 0,6%	$10^{\circ}\text{C}$ ; 10%	$1^{\circ}\text{C}$ ; 0,6%	
Croissant $175^{\circ}\text{C}$	6,536	6,432	1,6%	$5^{\circ}\text{C}$ ; 13%	$24^{\circ}\text{C}$ ; 25%	$7^{\circ}\text{C}$ ; 7%	
Croissant $200^{\circ}\text{C}$	7,431	6,673	10,2 %	$4^{\circ}\text{C}$ ; 11%	$34^{\circ}\text{C}$ ; 32%	$19^{\circ}\text{C}$ ; 16%	
Décroissant $150^{\circ}\text{C}$	-5,998	-4,955	17%	$7^{\circ}\text{C}$ ; 7%	$15^{\circ}\text{C}$ ; 25%	$8^{\circ}\text{C}$ ; 23%	
Décroissant $175^{\circ}\text{C}$	-7,162	-5,255	26%	$3^{\circ}\text{C}$ ; 3%	$46^{\circ}\text{C}$ ; 42%	$25^{\circ}\text{C}$ ; 47%	
Décroissant $200^{\circ}\text{C}$	-8,684	-6,619	23%	$7^{\circ}\text{C}$ ; 6%	$36^{\circ}\text{C}$ ; 42%	$23^{\circ}\text{C}$ ; 45%	

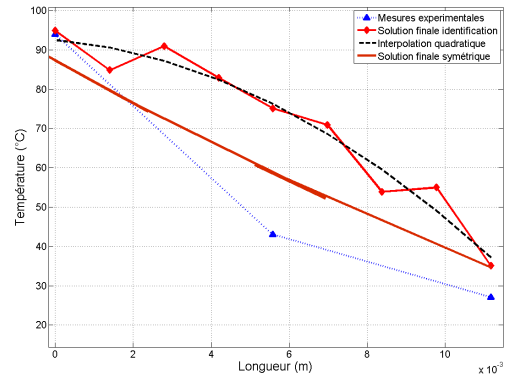
TAB. 6.1 – Écarts entre les gradients identifiés par FBG et gradients mesurés par thermocouples

### 6.3.4 Conclusion sur l'identification de gradients thermiques

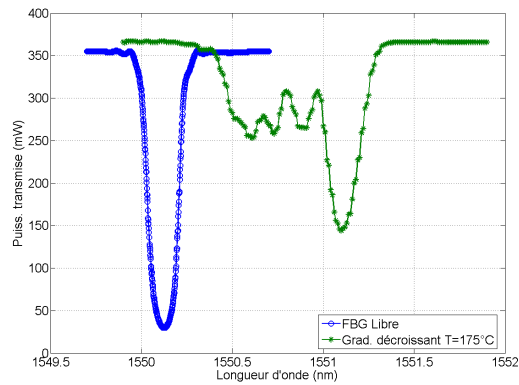
Ces résultats d'identification de gradients thermiques sont encourageants bien qu'ils n'aboutissent pas pleinement aux formes de gradients expérimentaux. Pour les cas linéaires croissants ou décroissants, l'identification est meilleure que pour le cas où le gradient est en forme de cloche. Un des points importants également, est que le gradient identifié admet une pente moyenne très proche du gradient



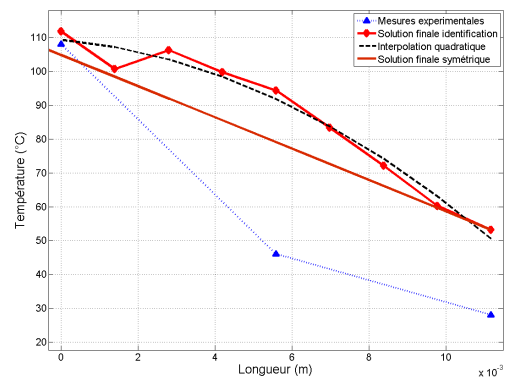
(a) Spec. décroissant  $T=150^{\circ}\text{C}$



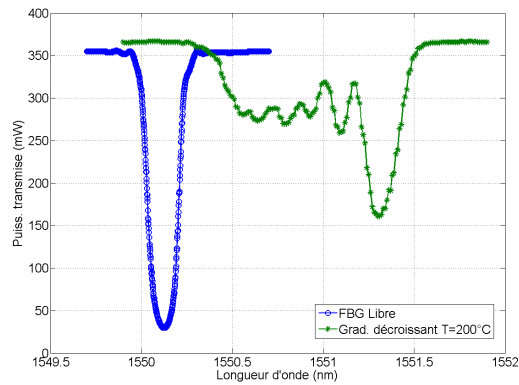
(b) Grad. décroissant  $T=150^{\circ}\text{C}$



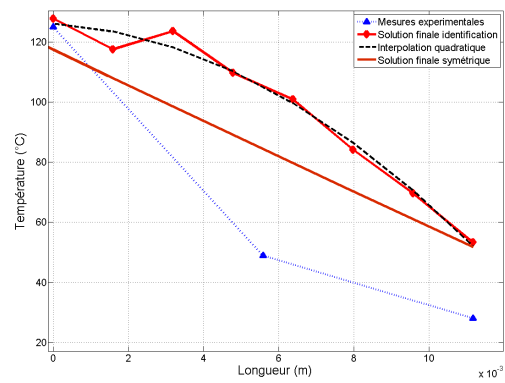
(c) Spec. décroissant  $T=175^{\circ}\text{C}$



(d) Grad. décroissant  $T=175^{\circ}\text{C}$

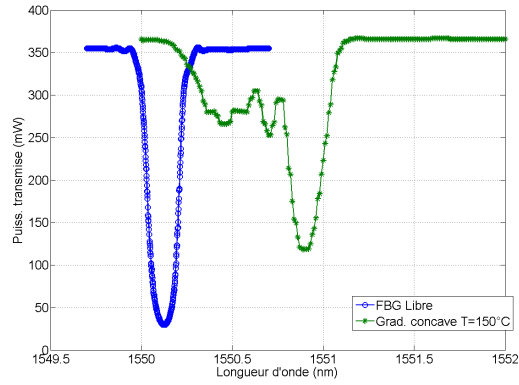


(e) Spec. décroissant  $T=200^{\circ}\text{C}$

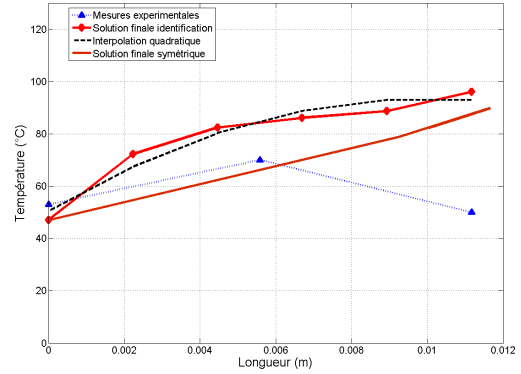


(f) Grad. décroissant  $T=200^{\circ}\text{C}$

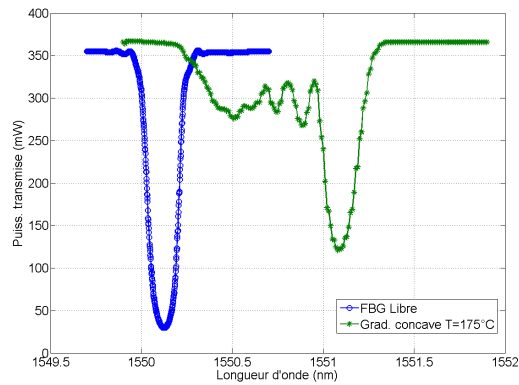
FIG. 6.39 – Identification des cas de gradients thermiques décroissant de la figure 6.34



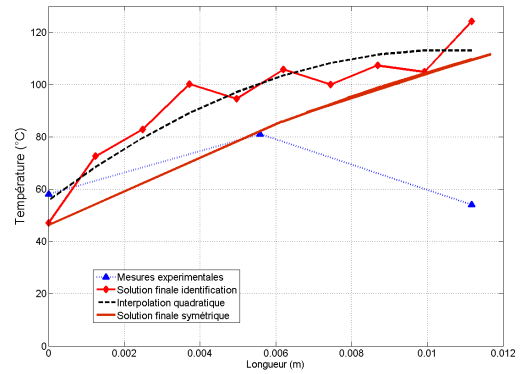
(a) Spec. concave T=150°C



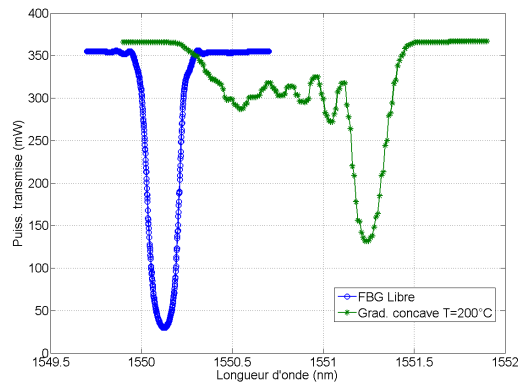
(b) Grad. concave T=150°C



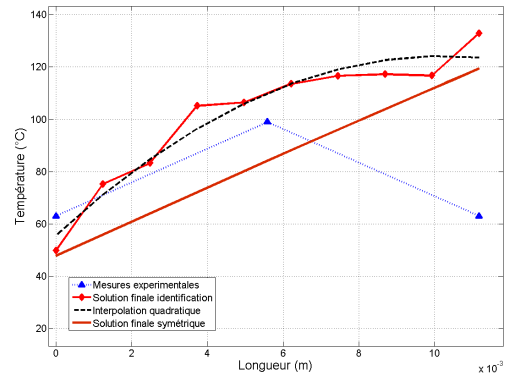
(c) Spec. concave T=175°C



(d) Grad. concave T=175°C

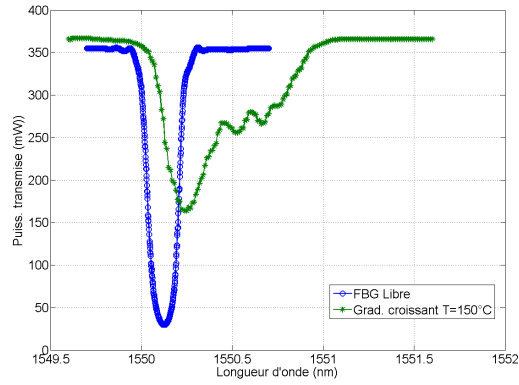


(e) Spec. concave T=200°C

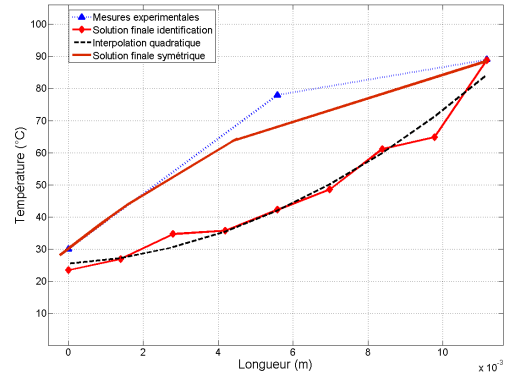


(f) Grad. concave T=200°C

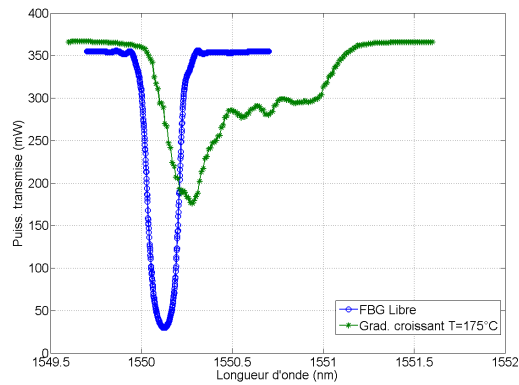
FIG. 6.40 – Identification des cas de gradients thermiques concaves de la figure 6.35



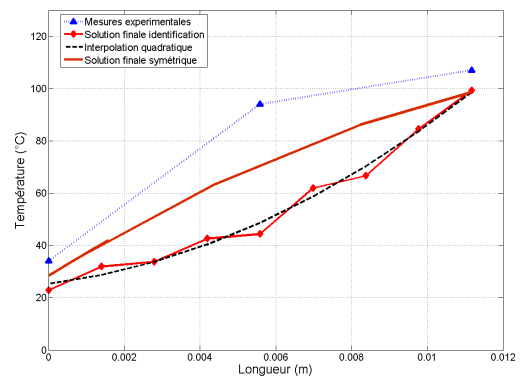
(a) Spec. croissant  $T=150^{\circ}\text{C}$



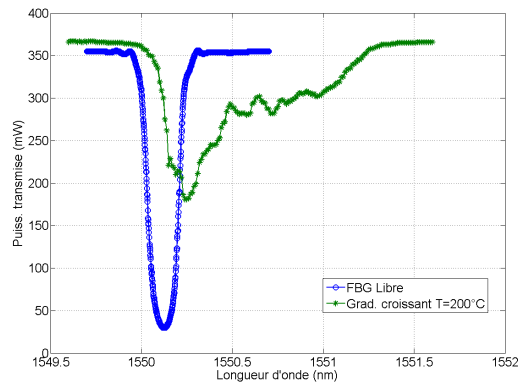
(b) Grad. croissant  $T=150^{\circ}\text{C}$



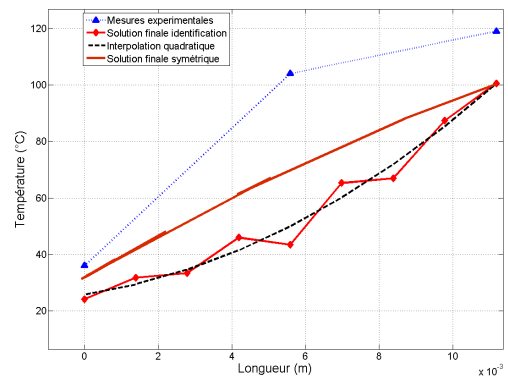
(c) Spec. croissant  $T=175^{\circ}\text{C}$



(d) Grad. croissant  $T=175^{\circ}\text{C}$



(e) Spec. croissant  $T=200^{\circ}\text{C}$



(f) Grad. croissant  $T=200^{\circ}\text{C}$

FIG. 6.41 – Identification des cas de gradients thermiques croissants de la figure 6.36

imposé. Une difficulté apparaît par rapport à la concavité de la solution. En effet, nous avons vu que les solutions concaves et convexes peuvent induire le même spectre. Dans ces cas il ne s'est pas posé de problème de symétrie de sens (croissant au lieu de décroissant par exemple), ceci dépend de la valeur de l'estimée initiale.

Le dispositif pour imposer des gradients thermiques est satisfaisant dans la mesure où les spectres sous gradient sont stables. La difficulté du montage repose dans la mesure exacte des températures en plusieurs points sur une échelle petite. Il n'est pas exclu que les gradients FBG identifiés ici soient plus représentatifs de la température réelle au niveau de la fibre optique que les températures mesurées par thermocouples dont la position spatiale est mal maîtrisée. Ces derniers ont été utilisés ici comme références pour la mesure thermique. Nous avons dû admettre que les incertitudes spatiales associées aux mesures locales thermiques sont négligeables.

En résumé, les écarts entre mesures et identifications peuvent donc s'expliquer de deux manières : d'une part les limites de la procédure d'identification même, et d'autre part, les incertitudes concernant les mesures thermiques qui constituent la "vérité terrain".

## 6.4 Application aux gradients de déformations

De la même façon que pour les gradients thermiques, nous allons exploiter le capteur FBG pour identifier des gradients de déformations. Cette section présente une contribution en vue d'identifier les gradients de déformations *in-situ* à l'échelle mésoscopique au sein des matériaux composites. L'état de déformation au cœur du matériau composite est une information particulièrement utile mais difficile d'accès. Les moyens de mesures courants permettent d'évaluer les déformations sur la surface du matériau. Dans cette section, nous appliquons la méthodologie d'identification sur les gradients de déformations longitudinales le long du capteur FBG. Une validation expérimentale est proposée sur une éprouvette en composite stratifiée, du type plaque mince percée d'un trou circulaire, dans laquelle est intégré un capteur FBG. Nous avons choisi la plaque percée car celle-ci est particulièrement intéressante : elle permet d'imposer sur la petite longueur du FBG un gradient à proximité du trou, d'une intensité perceptible. Cette éprouvette est bien connue pour donner un champ de déformation hétérogène [Molimard 05]. Sur la figure 6.42, sont représentés les champs de déformations dans le plan (XY) de l'éprouvette :  $\epsilon_{xx}$ ,  $\epsilon_{yy}$  et  $\epsilon_{xy}$ . Ceux-ci sont obtenus par un logiciel de simulation par éléments finis. Ici, l'éprouvette est soumise à une traction dans le sens de l'axe X.

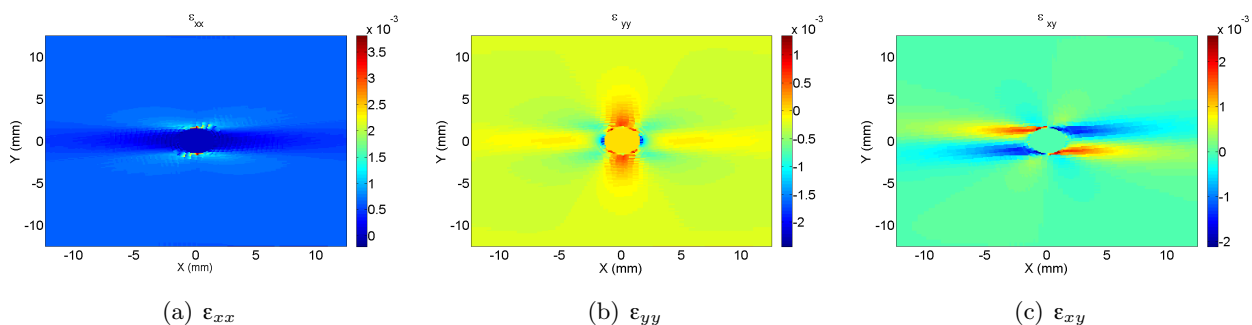


FIG. 6.42 – Champs de déformation d'une plaque mince de composite obtenus par simulation numérique

Afin d'imposer un gradient au capteur FBG, celui-ci sera introduit à proximité du trou suivant une orientation choisie pour que l'éprouvette soit techniquement réalisable. Les valeurs des déformations obtenues par identification seront comparées à des simulations numériques de type éléments finis. Ces

gradients identifiés seront également comparés à ceux mesurés par une méthode optique de mesure de champs en surface par *stéréo-corrélation* d'images [Garcia 01], [Orteu 02], [Robert 07]. Dans un premier temps, nous décrirons la méthode, l'éprouvette et le montage expérimental qui permettent d'imposer le gradient de déformation au FBG.

### 6.4.1 Montage expérimental permettant de générer un gradient de déformation mécanique

#### 6.4.1.1 L'éprouvette percée pour imposer un gradient mécanique

Nous avons réalisé une plaque de composite unidirectionnelle suivant Y à partir de la compression à chaud de préimprégnés fibres de carbone/résine époxyde. La fibre optique est placée à mi-épaisseur pendant l'empilement des 30 plis. Les sorties de la fibre sont protégées par des tubes en téflon. Le capteur FBG est positionné à une distance X de l'ordre de 5 mm à droite du futur trou situé au centre d'une éprouvette de traction qui sera découpée dans la plaque. Cette orientation suivant l'axe Y de l'éprouvette a été privilégiée bien qu'il soit attendu que les gradients soient plus faibles suivant cet axe (voir figure 6.42). Le champ de  $\varepsilon_{yy}$  admet en effet un gradient plus intense le long de l'axe X à proximité du trou que le long de Y. Cependant, la réalisation technique de l'éprouvette est plus difficile si on veut réaliser des sorties de fibres dans le sens transverse de l'éprouvette. L'éprouvette (figure 6.43) a une dimension de 250x25x4 mm<sup>3</sup>. Un trou de 3 mm de diamètre est percé en son centre avec une fraiseuse d'atelier d'usinage mécanique. Un choix judicieux de forêt permet d'éviter le délaminage à proximité du trou. Une jauge de déformation électrique (4x2 mm<sup>2</sup>) est collée en surface à l'aplomb de la position du FBG (figure 6.43). Cette jauge permet de mesurer une moyenne des déformations  $\varepsilon_{yy}$  sur sa surface. Elle sera utile pour servir de référence aux valeurs moyenne du FBG. Un "mouchetis" de peinture est appliquée ensuite en surface de l'éprouvette pour permettre de réaliser les mesures de champs de déformation de surface par stéréo-corrélation d'images.

La position relative du FBG par rapport au trou est déterminée lors de la pose de la fibre optique pendant la phase de drapage des plis de carbone. Une estimation plus précise de cette position du FBG par rapport au trou est déterminée *post-mortem* par une découpe de l'éprouvette et une observation au microscope optique. Sur la figure 6.44, on évalue la position de la fibre optique par rapport à celle du trou.

#### 6.4.1.2 Acquisition des données et des gradients

L'essai est réalisé sur une machine de traction électro-mécanique de type Instron de 20kN de capacité. L'éprouvette soumise à la traction fait également l'objet de mesures optiques de champs par stéréo-corrélation. Nous rappelons ici que la méthode de stéréo-corrélation emploie deux caméras CCD placées en stéréoscopie devant le montage de traction. Les images de la surface texturée sont prises par chacune des caméras. Puis, un logiciel (Vic3D®) fait correspondre les points de chaque image en vue de localiser leur position au cours de la traction. Il est donc nécessaire de calibrer préalablement le banc stéréoscopique pour permettre la reconstruction 3D par triangulation. La recherche des points homologues entre les différentes images temporelles et stéréoscopiques se fait par corrélation d'images. Le montage est donné figure 6.45. Le schéma (figure 6.45) et la photo (figure 6.46) font apparaître l'ensemble du montage : la machine de traction, l'éprouvette instrumentée par FBG, jauge et mouchetis, les caméras CCD pour le banc de stéréo-corrélation d'images, les ponts de Wheatstone pour la mesure de jauge électrique et le système d'interrogation FBG.



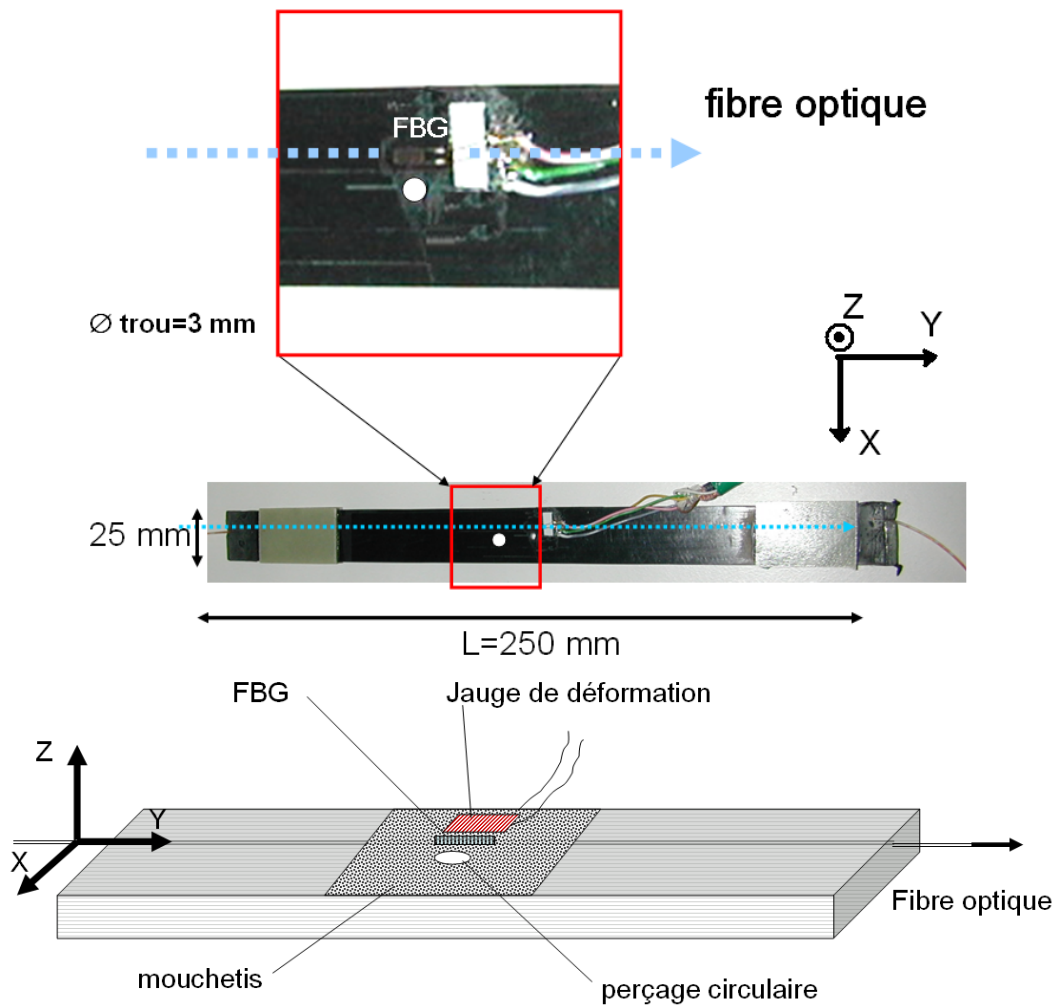


FIG. 6.43 – Éprouvette d’essais percée instrumentée par FBG

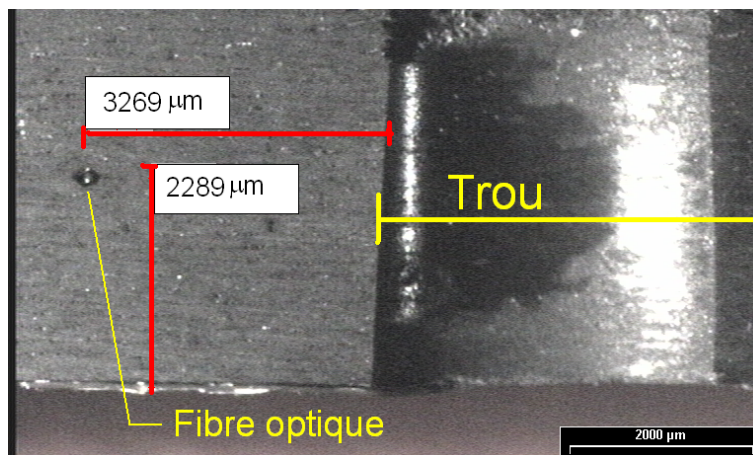


FIG. 6.44 – Position relative du FBG par rapport au perçage de l’éprouvette évaluée sur une coupe vue au microscope

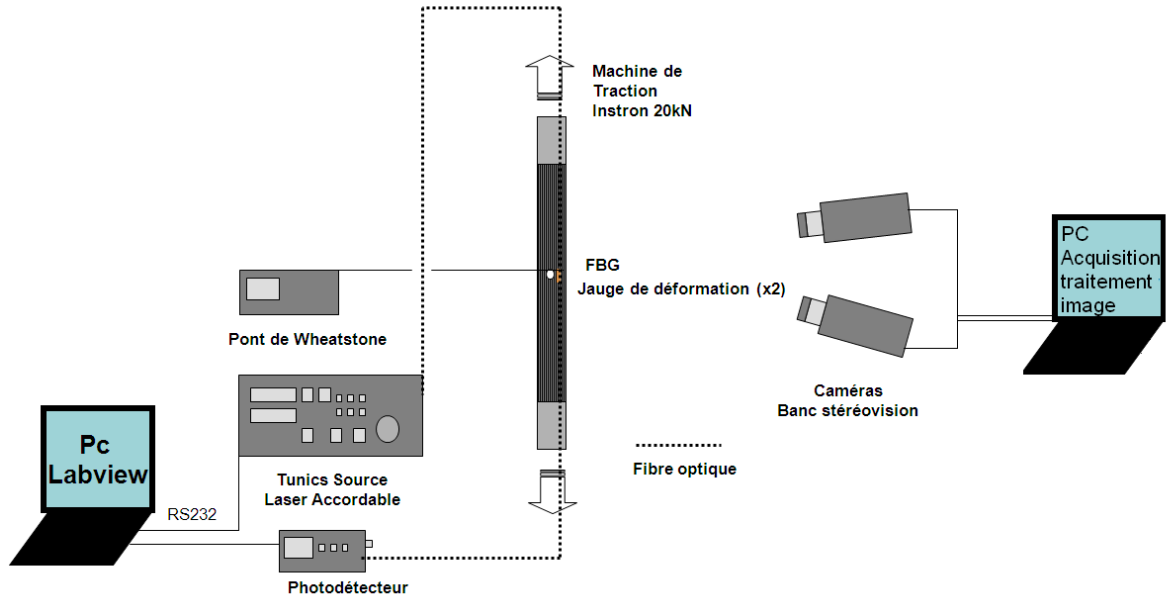


FIG. 6.45 – Montage expérimental pour la mesure de gradient par FBG, jauge et stéréo-corrélation

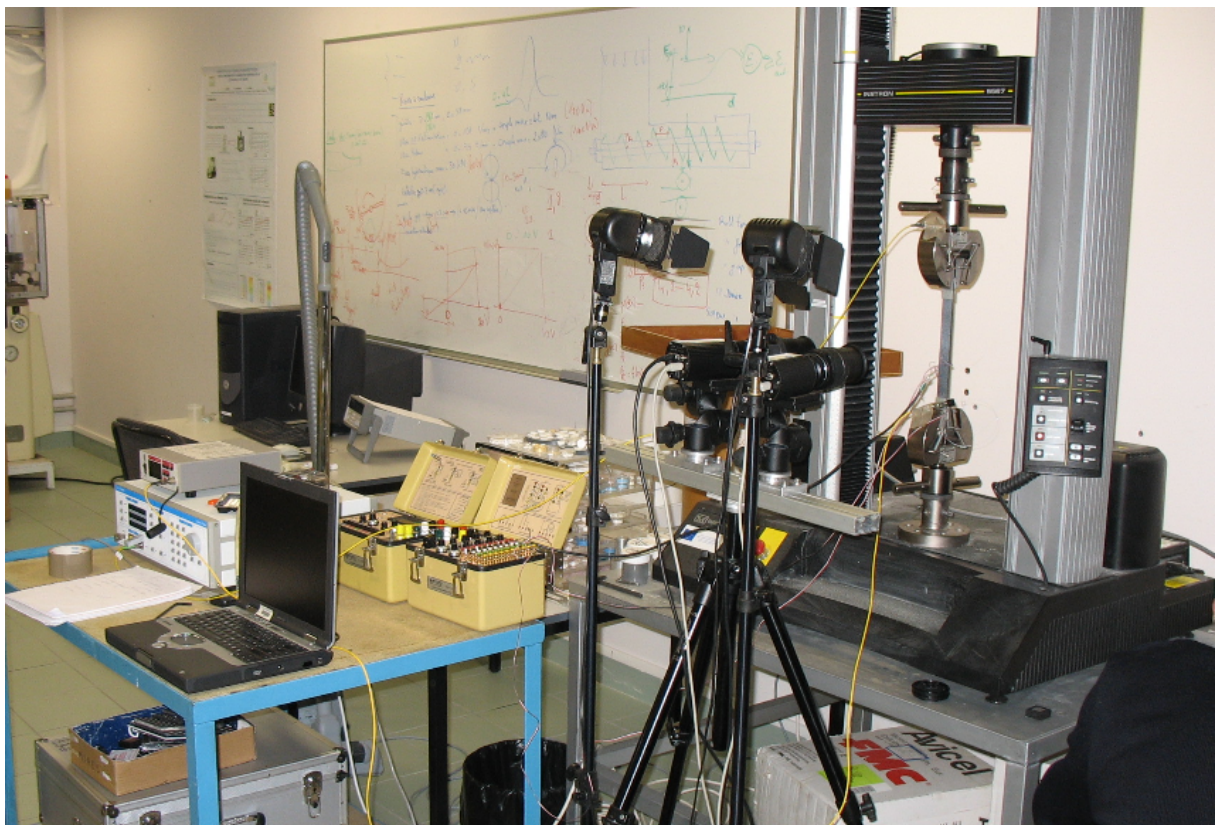


FIG. 6.46 – Photo du montage pour la mesure de gradient par FBG, jauge et stéréo-corrélation

L'essai de traction est réalisé par paliers progressifs de 50 MPa sur une gamme de 0 à 250 MPa de contrainte de traction moyenne appliquée sur l'éprouvette. Pour chaque palier de chargement, sont acquis par les différents systèmes de mesure les données de :

- la déformation moyenne relevée par la jauge électrique collée en surface,
- les deux images prises par le système de stéréovision,
- le spectre FBG acquis avec le système d'interrogation Tunics/Rifocs.

Les spectres enregistrés sont représentés sur la figure 6.47. On note que contrairement au cas des gradients thermiques vu précédemment, les spectres se décalent en longueur d'onde mais leurs formes n'évoluent pas beaucoup. Les gradients imposés en forme de "U" dans ce sens sont plutôt faibles. Bien que peu perceptible, l'analyse des caractéristiques des pics successifs montre un élargissement progressif de la largeur du pic et une réduction de l'amplitude avec le chargement croissant. Les gradients de déformation identifiés par la procédure inverse sont représentés plus loin sur la figure 6.50. Après le

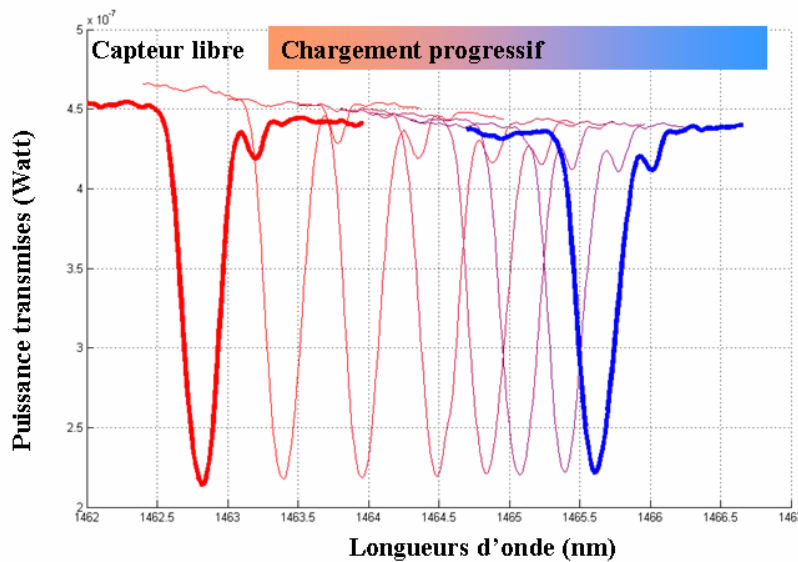


FIG. 6.47 – Acquisition des spectres FBG au cours de l'essai de traction

traitement des images par le logiciel de stéréo-corrélation, le calcul des champs de déformations de surface est effectué par dérivation (numérique) des champs de déplacements mesurés. On aboutit aux cartographies de champs  $\epsilon_{yy}$  représentées sur la figure 6.48. Chaque figure correspond à un palier de chargement. La première figure (figure 6.48.a) présente le relief et correspond à l'état de repos. On y observe la jauge de déformation électrique ainsi que la longueur sur laquelle sera extrait le gradient de déformation. Ce segment de longueur correspond normalement à la localisation du FBG. On note que là où est localisé le FBG à droite du trou, la zone semble homogène. Le gradient de déformation le long du FBG attendu dans cette zone est donc de très faible amplitude.

### 6.4.2 Résultats : identification et comparaison

#### 6.4.2.1 Comparaison des déformations moyennes mesurées par FBG et par jauge de déformation

D'abord, nous comparons les déformations moyennes mesurées par le FBG, par la jauge électrique et par la méthode de mesure de champs par stéréo-corrélation. Nous vérifions la forte corrélation (0,998) entre les efforts imposés et la réponse du FBG. Les déformations par FBG sont calculées

CHAPITRE 6. CAPTEUR SOUS GRADIENTS : MESURE DE CHAMPS  
THERMO-MÉCANIQUES NON UNIFORMES

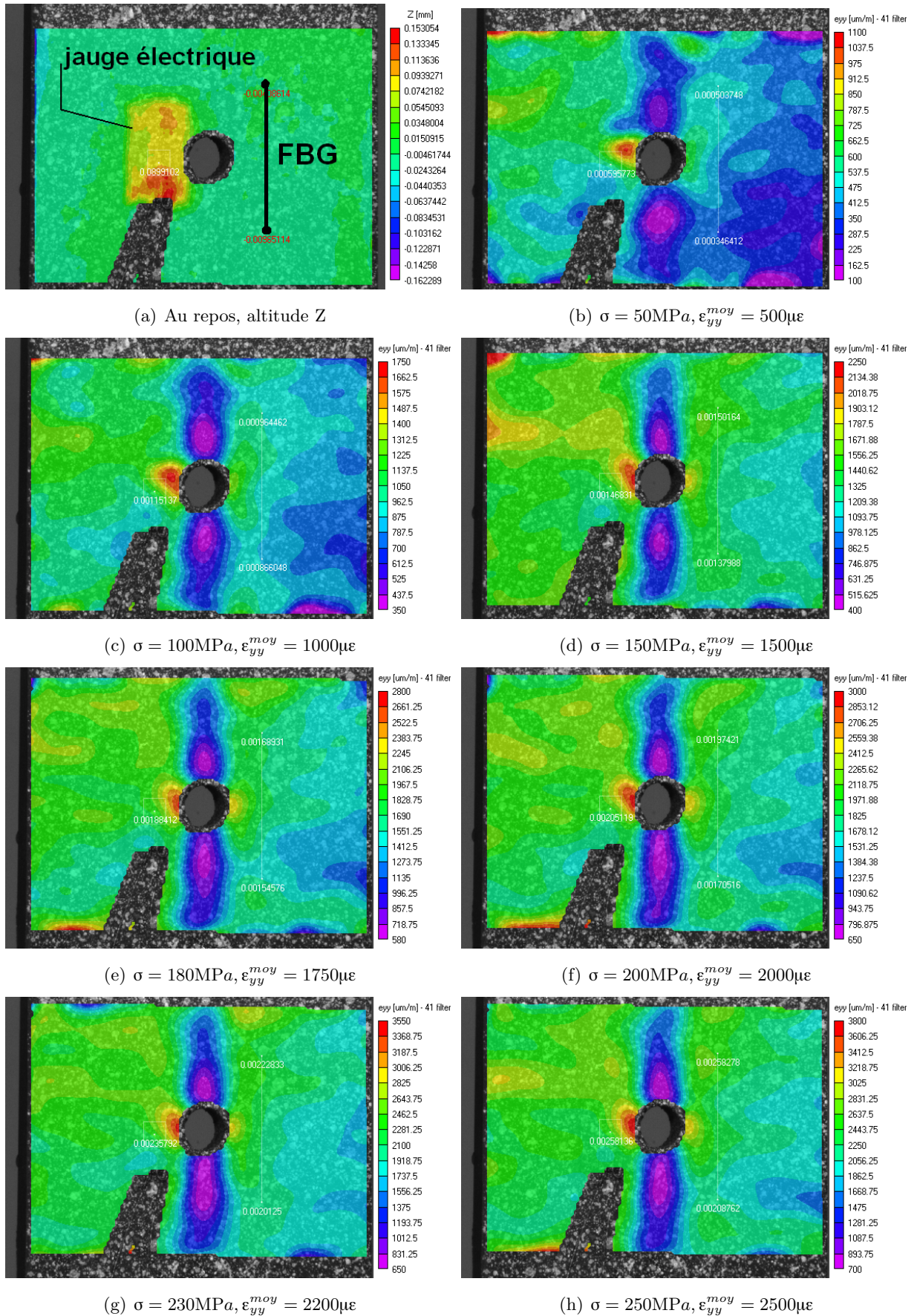


FIG. 6.48 – Champs de déformation  $\epsilon_{yy}$  mesurés par la méthode de stéréo-corrélation d'images (Vic3D®)

en convertissant la longueur d’onde de Bragg avec la sensibilité  $K_\epsilon$  de  $1,25 \text{ pm}/\mu\epsilon$ . La déformation par jauge est directement lue par le dispositif de mesure à pont de Wheatstone. La valeur moyenne dans le cas de la stéréo-corrélation est calculée en moyennant les valeurs de déformations sur une distance à l’aplomb de la position présumée du FBG. Nous vérifions que les déformations mesurées par FBG sont comparables aux déformations des jauges électriques. Sur la figure 6.49, sont reportées les déformations moyennes relevées par les trois systèmes de mesure. Les écarts entre les mesures par FBG et les mesures par jauge sont de l’ordre de 2 %. Les écarts entre la méthode de mesure de champs par stéréo-corrélation et la jauge électrique sont plutôt de l’ordre de 5 % au delà du second palier de chargement. Les trois méthodes de mesure aboutissent à des grandeurs proches les unes des autres pour les différents niveaux de chargement bien que la mesure ne se fasse ni au même point (spatialement), ni avec le même système de mesure.

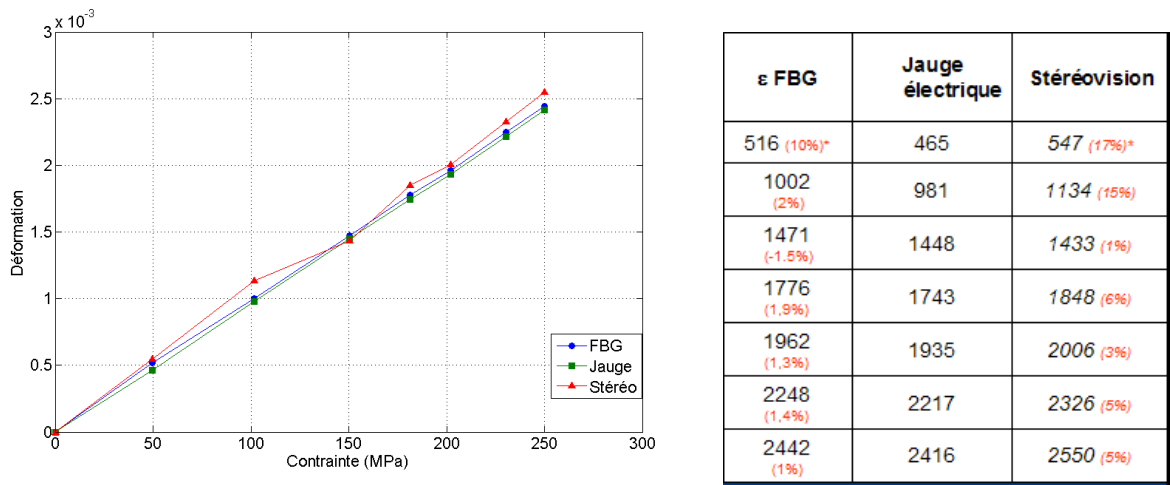


FIG. 6.49 – Comparaison des déformations moyennes mesurées par FBG, par jauge électrique de déformation et mesure de champs par stéréo-corrélation

#### 6.4.2.2 Identification des gradients par la méthode *T-Matrix* inverse

Les profils de déformation sont identifiés pour plusieurs cas de chargement (figure 6.50). Les résultats montrent une bonne cohérence générale des profils ; on obtient pour tous les cas de chargement une forme de gradient en “U” variant au niveau de la valeur moyenne de déformation. On remarquera cependant que les gradients de déformation imposés au capteur FBG sont très faibles. D’autre part, des erreurs, liées au profil de réflexion du capteur, apparaissent sur les bords (ici non représentés). En effet, ce capteur est apodisé, opération qui n’est pas prise en compte par le modèle. Les zones affectées ont été supprimées sur la figure 6.50. Les profils de déformation identifiés sont ensuite comparés d’une part aux mesures en surface de l’éprouvette par stéréo-corrélation d’images et d’autre part à des profils de déformation extraits de simulations par méthode éléments finis.

#### 6.4.2.3 Comparaison entre identification FBG et mesure de champs par stéréo-corrélation

A partir des champs obtenus par stéréo-corrélation (figure 6.48), on extrait les profils de déformation sur la portion de longueur de 10mm (100 pixels) correspondant à la localisation (XY) du FBG. Nous obtenons les profils représentés sur la figure 6.51. Nous constatons que ceux-ci ne présentent pas une forme de profil attendu. Néanmoins sur une portion de 5 mm sur une partie centrale représentant la longueur du FBG on peut faire dans certains cas correspondre des gradients en forme de cuvette

# CHAPITRE 6. CAPTEUR SOUS GRADIENTS : MESURE DE CHAMPS THERMO-MÉCANIQUES NON UNIFORMES

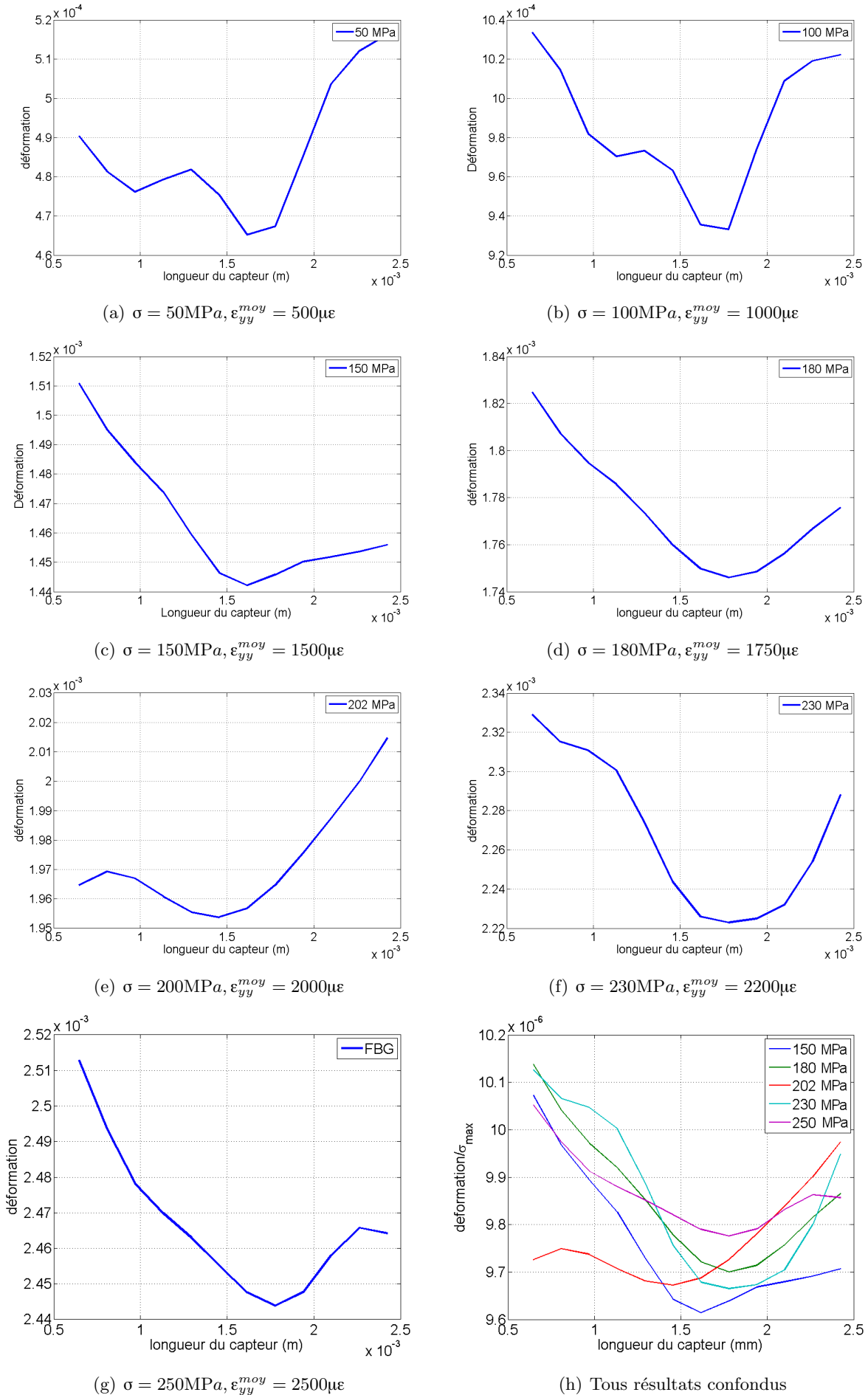


FIG. 6.50 – Gradient de déformations identifiés par *T-Matrix* inverse

ou de “U”. Dans ce cas, les déformations sont de très faibles amplitudes et atteignent les limites de résolutions en déformation de la stéréo-corrélation (de 50 à 500  $\mu\epsilon$ ). Cependant, les cartographies des champs nous confortent dans l’idée qu’il y a bien un profil de ce type le long du FBG de très faible amplitude mais ayant la forme attendue. La mesure expérimentale de ces champs ne représentant pas une “vérité terrain”, c’est pourquoi nous avons jugé nécessaire de conforter nos observations par des calculs numériques.

### 6.4.2.4 Comparaison entre identification FBG et simulation par éléments finis

La modélisation de l’état de déformation de l’éprouvette est réalisée sous ABAQUS® en s’appuyant sur les travaux de [Silva 06]. Les propriétés élastiques du matériau composites extrait de [Vacher 04] sont les suivantes :  $E_L=131,8$  GPa,  $E_T=E'_T=8,3$  GPa,  $\nu_{LT}=\nu_{LT'}=\nu_{TT'}=0,4$  pour le coefficient de Poisson et  $\gamma_{LT}=\gamma_{LT'}=\gamma_{TT'}=3,9$  GPa pour le module de cisaillement. Nous nous intéresserons en particulier aux champs de déformation localisés dans une zone carrée de  $25 \times 25$  mm<sup>2</sup> autour du trou. Le gradient de déformation vu par le FBG orienté suivant l’axe de  $y$  est extrait de la cartographie de  $\epsilon_{yy}$  obtenue par le calcul. La figure 6.52 fait apparaître la position du FBG et de la jauge électrique par rapport au trou. Le profil de déformation identifié par analyse inverse du spectre FBG est comparé au profil de déformation extrait des calculs par éléments finis (voir figure 6.53).

Les allures des profils, l’un identifié par FBG, l’autre calculé par éléments finis, sont voisines. Les ordres de grandeurs des gradients sont proches, néanmoins il y a un décalage en valeurs absolues et il apparaît que les minima ne sont pas centrés. Ces écarts proviennent très probablement de l’incertitude sur la position réelle du FBG le long de la fibre optique (décalage vers la droite) et de la position de la fibre optique par rapport au trou (décalage à l’amplitude).

### 6.4.3 Conclusion sur l’identification de gradient de déformation

La stratégie d’identification des profils de déformation donne de premiers résultats encourageants. La première comparaison entre les valeurs moyennes de déformation par jauges électriques et par capteur à réseau de Bragg présente une très forte similitude, de même que la comparaison entre les profils de déformation identifiés et les valeurs extraites des calculs par éléments finis. Dans la configuration que nous avons proposée, le capteur subit un très faible gradient. Le faible gradient présente l’avantage de pouvoir être facilement identifié car le spectre déformé varie peu du spectre initial. Cependant la mesure est plus entachée de bruit car il y a peu de signal relatif au gradient, et donc l’analyse est difficile. Mais il faut aussi se rappeler que dans le cas d’un gradient en forme concave et de forte intensité comme le gradient thermique vu dans la section précédente, l’identification est délicate. L’éprouvette percée est à retenir mais avec un autre positionnement du FBG par rapport au trou de manière à avoir un gradient de déformation plus fort.

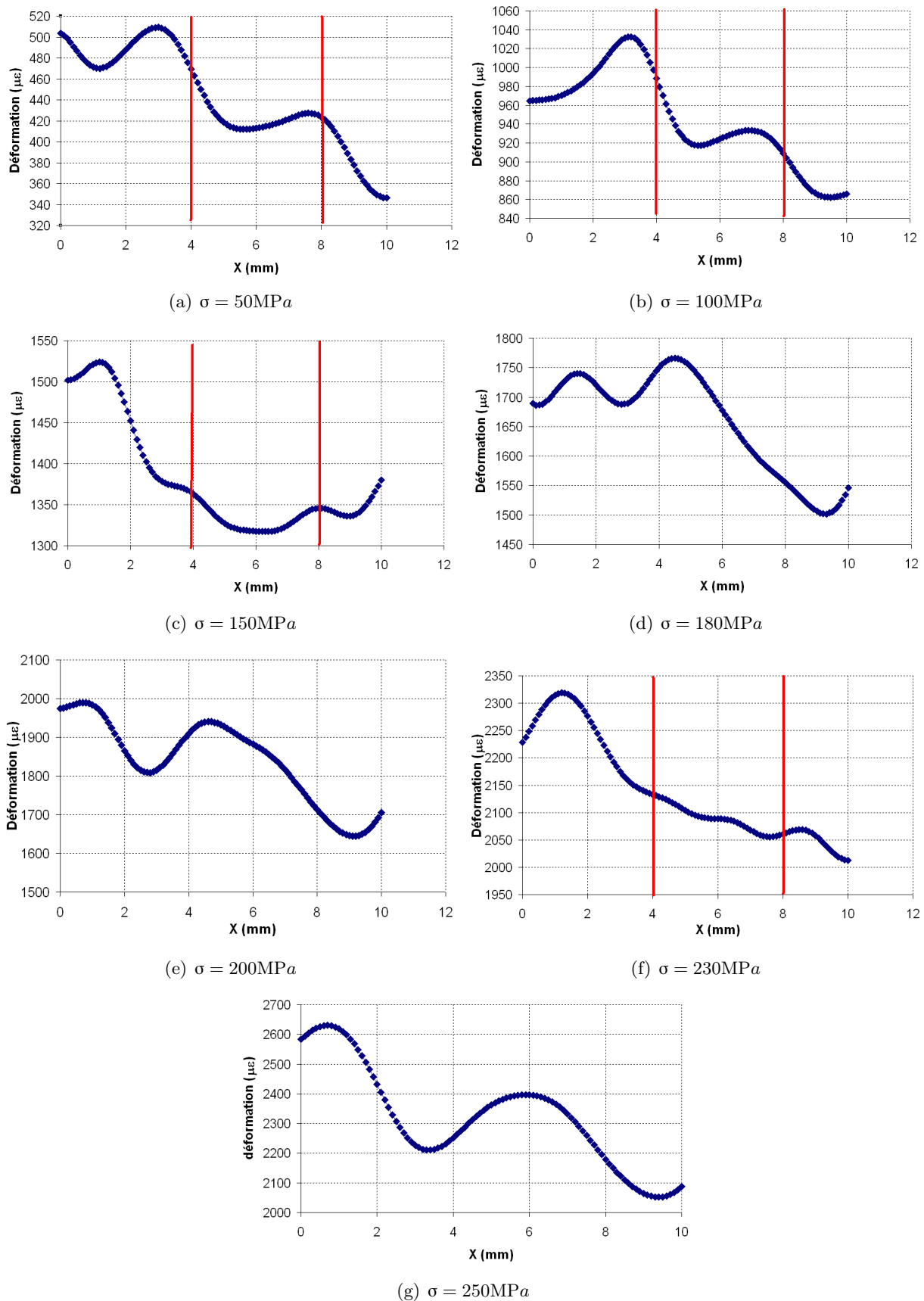


FIG. 6.51 – Profils de déformations mesurées par méthode de stéréo-corrélation d'images



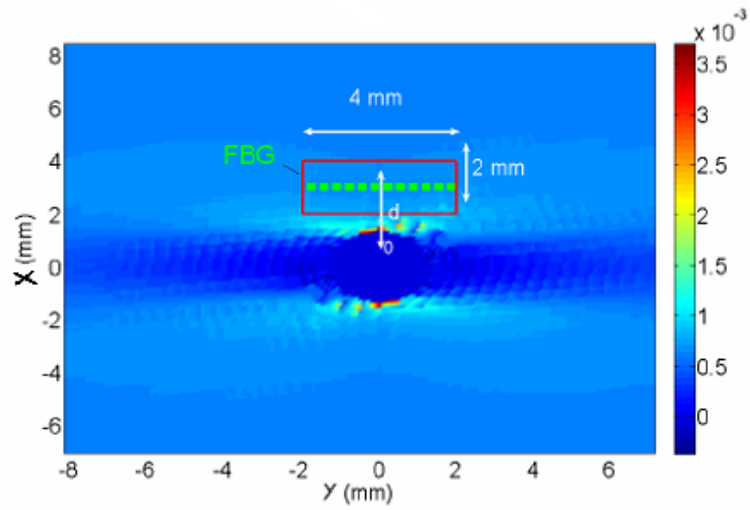


FIG. 6.52 – Champ de déformations  $\varepsilon_{yy}$  obtenu par simulation numérique

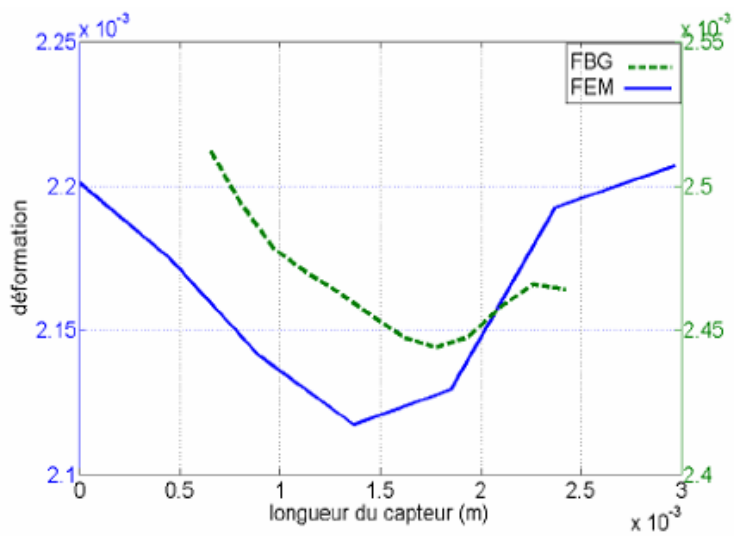


FIG. 6.53 – Comparaison de la déformation identifiée par FBG et calculée par méthode des éléments finis



La première partie de la thèse a présenté le **contexte des matériaux composites** et donné un aperçu bibliographique de l'ensemble des thématiques et des travaux en voie de développement concernant l'utilisation des capteurs FBG dans les composites. On retient que le FBG peut être utilisé comme capteur mécanique *in-situ* ou être utilisé comme capteur de surveillance de la tenue mécanique d'ouvrages de génie civil notamment (ponts, tunnels). Il peut également permettre de suivre les procédés de fabrications et de cuisson des pièces composites. C'est dans ce cadre que nos travaux s'inscrivent.

Dans la deuxième partie de l'introduction bibliographique, nous avons détaillé la physique, la modélisation et le principe du capteur FBG, et ses différentes sensibilités par rapport à l'environnement. Nous avons également vu qu'il pouvait être utilisé, de manière moins fréquente, comme capteur d'autres grandeurs physiques que celles qui sont traitées dans ce manuscrit.

Dans le chapitre 3 sur **l'intrusivité du capteur dans le matériau composite**, nous avons quantifié et décrit les perturbations qui peuvent être engendrées par les fibres optiques. Celles-ci consistent en poches de résine ou, dans certains cas, de porosités à proximité des fibres optiques. Nous avons défini un critère simple de quantification qui est la taille du défaut rapporté à la section de la fibre optique. Les défauts introduits peuvent varier en fonction de l'orientation de la fibre optique par rapport aux fibres de renfort et surtout du type de tissu employé. Cette étude basée sur l'observation *post mortem* par microscopie optique a conduit à des observations intéressantes. Nous préconisons ce type d'analyse pour les travaux ultérieurs. Nous conseillons d'observer pour des tissus de renfort donnés et un procédé de fabrication choisi l'allure des défauts et leur taille relative à proximité du capteur. Des fibres de plus petit diamètre pourraient permettre de réduire la taille des défauts.

Dans le chapitre 4 sur la **métrologie du capteur FBG**, nous avons pu isoler les différentes sources d'incertitudes qui peuvent intervenir à différents niveaux de la chaîne d'acquisition : au niveau du matériel d'interrogation, du traitement du spectre acquis, ou de l'étalonnage. Concernant ce dernier point, un banc de micro-traction de fibre optique et thermique a été réalisé dans le but d'étalonner les capteurs avant l'intégration dans les matériaux. Nous avons pu contrôler également la non-linéarité éventuelle des réponses qui est évoquée parfois dans la littérature. Concernant le traitement du spectre, nous avons abordé les différents aspects susceptibles d'intervenir sur l'incertitude, qui sont l'échantillonnage, la taille de la fenêtre d'acquisition, le choix des méthodes de recherche de la valeur maximale, le choix des modèles mathématiques d'ajustement et le bruit pouvant être provoqué par l'environnement ou dépendant de la qualité intrinsèque du capteur.

Dans le chapitre 5 traitant du **découplage de la température et de la déformation** nous avons expliqué le principe général et fait une revue documentée des différentes techniques de la littérature. Parmi les techniques de découplage, nous en avons retenu deux en particulier : celle qui combine un micro-thermocouple et un FBG, et celle basée sur des réseaux de différentes longueurs d'onde superposés sur une même fibre. Nous avons expliqué dans les deux cas le principe du découplage, et, en particulier dans le cas des réseaux superposés, proposé une justification théorique permettant de comprendre pourquoi la méthode est susceptible de fonctionner. Nous nous attendions dans le second cas à un faible pouvoir découplant. Dans le premier cas, thermocouple/FBG, la méthode est efficace, mais plus intrusive. Une application sur le cas de résine époxyde a été traitée. Nous recommandons vivement de conserver cette technique comme technique de référence. Dans le cas des réseaux à double longueur d'onde, nous pensons qu'il faut faire évoluer la technologie telle que nous l'avons présentée. Une approche basée sur différents types de réseaux (type I, type II) ou basée sur le couple LPG/FBG devrait être menée à court terme. Au cours de ce chapitre nous avons montré qu'un capteur FBG était

particulièrement intéressant pour le suivi de cuisson des composites à matrice thermodurcissable. En effet, nous avons constaté que le FBG combiné au thermocouple permettait de détecter la réticulation de la résine. Ce résultat est à notre connaissance original. De plus, le découplage a été appliqué dans le cas du procédé de fabrication de composite LRI.

Le dernier chapitre 6 a traité de **la mesure de gradient de température ou de déformation** à partir de la réponse complète du capteur de Bragg. Le travail est basé sur une méthode d'identification minimisant l'écart entre un signal simulé et un signal expérimental. La méthode pour simuler les spectres FBG a été ré-écrite sous forme d'algorithme en s'inspirant largement de la méthode dite de *T-Matrix*. Cette méthode présente un grand intérêt dans le sens direct car en connaissant le gradient de température ou de déformation, on peut construire la réponse FBG associée. La méthode a également permis de reproduire le phénomène de biréfringence. De plus, il convient de retenir que les diverses expériences où le gradient thermique est bien connu sont bien reproduites en simulation. Nous avons détaillé un cas en particulier intéressant, celui de l'anneau chauffant à position variable. Le problème inverse est plus délicat, nous avons appliqué la méthode d'identification à des gradients thermiques et de déformations. Pour les gradients thermiques, nous avons conçu un montage simple et instrumenté par thermocouples permettant d'appliquer et de mesurer le gradient sur quelques points le long de la fibre optique. Le montage a permis de recevoir des signaux FBG résultants de gradients thermiques de façon stable. Au moyen des spectres FBG et de la méthode d'identification, nous avons tenté de retrouver les gradients thermiques et la méthode a abouti à de résultats très cohérents. Mais, il subsiste des problèmes de symétries de solutions et d'unicité. En effet pour un spectre donné, il n'y a pas de solution unique pour le gradient appliqué. Pour appliquer un gradient de déformation, le FBG a été introduit à proximité du trou d'une éprouvette composite percée. Dans ce cas l'identification a donné des solutions cohérentes. Cependant les gradients étaient de faible amplitude, la méthode d'identification si elle était appliquée à des gradients plus fort aurait probablement conduit aux mêmes problèmes d'unicité que dans le cas des gradients thermiques.

Concernant la partie métrologique, nous avons constaté que le compromis vitesse-résolution du système d'interrogation pouvait être amélioré du fait des avancés technologiques. L'idéal, bien évidemment, serait d'utiliser un système fortement résolvant avec un échantillonnage maximal et le plus rapide possible couplé en plus avec un traitement numérique d'ajustement comme nous l'avons proposé.

Concernant le découplage, nous pensons que la technique thermocouple/FBG est intéressante dans la mesure où elle aboutit à un découplage fiable et efficace. Cependant, il est clair que le découplage par superposition des deux réseaux est une bonne solution permettant de réduire très fortement l'intrusivité d'une part, et d'améliorer la localisation des mesures. L'usage d'un tel capteur compact, dans les conditions agressives de la mise en oeuvre ouvre la voie au contrôle en temps réel des processus pour les pièces complexes. Il convient donc de poursuivre la mise au point et l'optimisation de cette famille de capteurs.

- [Abe 04] I. Abe, H.J. Kalinowski, O. Frazao, J.L. Santos, R.N. Nogueira & J.L. Pinto. *Superimposed Bragg gratings in high-birefringence fibre optics : three-parameter simultaneous measurements*. Measurement Science and Technology, vol. 15, no. 8, pages 1453–1457, 2004.
- [Allsop 02] T. Allsop, L. Zhang, DJ Webb & I. Bennion. *Discrimination between strain and temperature effects using first and second-order diffraction from a long-period grating*. Optics Communications, vol. 211, no. 1-6, pages 103–108, 2002.
- [Ambrosino 05] C. Ambrosino, P. Capoluongo, S. Campopiano, A. Cutolo, A. Cusano, M. Giordano, D. Davino & C. Visone. *High sensitivity magnetic sensor by using fiber Bragg grating bonded to magnetic shape memory alloys*. Proceedings of SPIE, vol. 5952, page 17, 2005.
- [Antonucci 06] V. Antonucci, A. Cusano, M. Giordano, J. Nasser & L. Nicolais. *Cure-induced residual strain build-up in a thermoset resin*. Composites Part A, vol. 37, no. 4, pages 592–601, 2006.
- [Arie 99] A. Arie, B. Lissak & M. Tur. *Static fiber-Bragg grating strain sensing using frequency-locked lasers*. Journal of Lightwave Technology, vol. 17, no. 10, pages 1849–1855, 1999.
- [Asch 82] G. Asch. *Les capteurs en instrumentation industrielle*. Éditions Dunod, 1982.
- [Bach 98] H. Bach & N. Neuroth. *The properties of optical glass*. Springer, 1998.
- [Baker 04] W Baker, I. McKenzie & R. Jones. *Development of life extension strategies for Austrian military aircraft using structural health monitoring of composite repairs and joints*. Composite Structures, vol. 66, no. 1-4, pages 133–143, 2004.
- [Bakhti 97] F. Bakhti & P. Sansonetti. *Realization of low back-reflection, wideband fiber bandpass filters using phase-shifted long-period gratings*. Conference on Optical Fiber Communication (OFC 97), pages 349–350, 1997.
- [Berbain 97] F. Berbain, A. Chevalier & C. Choudin. *Mise en oeuvre des composites : Méthodes et matériels*. Techniques de l'ingénieur. Plastiques et Composites, no. A 3720, pages 3720–3720, 1997.
- [Bhatia 96] V. Bhatia & A.M. Vengsarkar. *Optical fiber long-period grating sensors*. Optics Letters, vol. 21, no. 9, pages 692–694, 1996.
- [Bizet 04] L. Bizet, J. Bréard, G. Bouquet, J.P. Jernot & M. Gomina. *Serial sections through a continuous fiber-reinforced polymer composite*. Image Analysis and Stereology, vol. 23, pages 167–176, 2004.
- [Blest 99] D. C. Blest, S. McKee, A.K. Zulki & Marshall P. *Curing simulation by autoclave resin infusion*. Composites Science and Technology, no. 59, pages 2297–2313, 1999.
- [Bosia 02] F. Bosia, J. Botsis, M. Facchini & P. Giaccari. *Deformation characteristics of composite laminates part I : speckle interferometry and embedded Bragg*

- grating sensor measurements*. Composites Science and Technology, vol. 62, no. 1, pages 41–54, 2002.
- [Bosia 04] F. Bosia, M. Facchini, J. Botsis, T. Gmür & D. de'Sena. *Through-the-thickness distribution of strains in laminated composite plates subjected to bending*. Composites Science and Technology, vol. 64, no. 1, pages 71–82, 2004.
- [Botsis 05] J. Botsis, L. Humbert, F. Colpo & P. Giaccari. *Embedded fiber Bragg grating sensor for internal strain measurements in polymeric materials*. Optics and Lasers in Engineering, vol. 43, no. 3-5, pages 491–510, 2005.
- [Brady 97] G.P. Brady, K. Kalli, D.J. Webb, D.A. Jackson, L. Reekie & J.L. Archambault. *Simultaneous measurement of strain and temperature using the first and second-order diffraction wavelengths of Bragg gratings*. IEE Proceedings, Optoelectronics, vol. 144, no. 3, pages 156–161, 1997.
- [Byron 93] K.C. Byron, K. Sugden, T. Bricheno & I. Bennion. *Fabrication of chirped Bragg gratings in photosensitive fibre*. Electronics Letters, vol. 29, no. 18, pages 1659–1660, 1993.
- [Capoluongo 07] P. Capoluongo, C. Ambrosino, S. Campopiano, A. Cutolo, M. Giordano, I. Bovio, L. Lecce & A. Cusano. *Modal analysis and damage detection by Fiber Bragg grating sensors*. Sensors & Actuators : A. Physical, vol. 133, no. 2, pages 415–424, 2007.
- [Caramaro 07] L. Caramaro. *Fibres et fils à usage technique*. Techniques de l'ingénieur. Plastiques et composites, no. AM 5118, pages 5118–1–15, 2007.
- [Cavaleiro 99] P.M. Cavaleiro, F.M. Araujo, L.A. Ferreira, J.L. Santos & F. Farahi. *Simultaneous measurement of strain and temperature using Bragg gratings written in germanosilicate and boron-codoped germanosilicate fibers*. IEEE, Photonics Technology Letters, vol. 11, no. 12, pages 1635–1637, 1999.
- [Celle 07] P. Celle. *Contribution à l'étude de l'écoulement dans un milieu compressible*. PhD thesis, École Nationale Supérieure des Mines de Saint-Étienne, 2007.
- [Chan 06] T.H.T. Chan, L. Yua, H.Y. Tam, Y.Q. Ni, S.Y. Liu, W.H. Chung & L.K. Cheng. *Fiber Bragg grating sensors for structural health monitoring of Tsing Ma bridge : Background and experimental observation*. Engineering Structures, vol. 28, pages 648–659, 2006.
- [Chatain 01] M. Chatain. *Matériaux composites : présentation générale*. Techniques de l'ingénieur. Plastiques et composites, no. AM 5000, 2001.
- [Chen 03] G. Chen, L. Liu, H. Jia, J. Yu, L. Xu & W. Wang. *Simultaneous pressure and temperature measurement using Hi-Bi fiber Bragg gratings*. Optics Communications, vol. 228, no. 1-3, pages 99–105, 2003.
- [Chi 01] H. Chi, X.M. Tao, D.X. Yang & K.S. Chen. *Simultaneous measurement of axial strain, temperature, and transverse load by a superstructure fiber grating*. Optics Letters, vol. 26, no. 24, pages 1949–1951, 2001.

- [Collombet 07] F. Collombet, M. Mulle & M. Hilario-Hernandez. *De l'utilisation des fibres optiques à réseaux de Bragg pour l'établissement de relations procédé-propriétés des structures composites*. 15èmes Journées Nationales des Composites, 2007.
- [Colpo 06a] F. Colpo. *Residual stress characterization in a single fibre composite specimen by using FBG sensor and the OLCR technique*. PhD thesis, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2006.
- [Colpo 06b] F. Colpo, L. Humbert, P. Giaccari & J. Botsis. *Characterization of residual strains in an epoxy block using an embedded FBG sensor and the OLCR technique*. *Composites Part A*, vol. 37, no. 4, pages 652–661, 2006.
- [Davis 95] M.A. Davis & A.D. Kersey. *Application of a fiber Fourier transform spectrometer to the detection of wavelength-encoded signals from Bragg grating sensors*. *Journal of Lightwave Technology*, vol. 13, no. 7, pages 1289–1295, 1995.
- [DiGiovanni 97] D.J. DiGiovanni, J.B. Judkins, J.R. Pedrazzani, A.M. Vengsarkar & K.L. Walker. *Temperature insensitive long-period fiber grating devices*, December 30 1997. US Patent 5,703,978.
- [DiGITIP 02] DiGITIP. *Les matériaux composites, Dynamisme et innovation*. Rapport technique, Ministère de l'Économie des Finances et de l'Industrie, 2002.
- [Dong 01] X. Dong, Y. Liu, Z. Liu & X. Dong. *Simultaneous displacement and temperature measurement with cantilever-based fiber Bragg grating sensor*. *Optics Communications*, vol. 192, no. 3-6, pages 213–217, 2001.
- [Douay 93] M. Douay, E. Fertein, W.X. Xie, P. Bernage, P. Niay, JF. Bayon & T. Georges. *Thermal hysteresis of Bragg wavelengths of intra-core fiber gratings*. *Photonics Technology Letters*, vol. 5, pages 1331–1334, 1993.
- [Douay 97] M. Douay, W.X. Xie, T. Taunay, P. Bernage, P. Niay, P. Cordier, B. Pommellec, L. Dong & J.F. Bayon. *Densification involved in the UV-based photosensitivity of silicaglasses and optical fibers*. *Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, no. 8, pages 1329–1342, 1997.
- [Dupont 02] J. Dupont. *Comportements de capteurs à Fibres Optiques, noyés ou fixés en surface d'ouvrages en béton*. PhD thesis, Laboratoire Central des Ponts et Chaussées, 2002.
- [Echevarria 01] J. Echevarria, A. Quintela, C. Jauregui & J.M. Lopez-Higuera. *Uniform fiber Bragg grating first-and second-order diffraction wavelength experimental characterization for strain-temperature discrimination*. *IEEE, Photonics Technology Letters*, vol. 13, no. 7, pages 696–698, 2001.
- [Echevarria 03] J. Echevarria, F.J. Madruga, M. Lomer & J.M. Lopez-Higuera. *Fiber Bragg grating first-and second-order diffraction-wavelength-based transducer-optimized design*. *Proceedings of SPIE*, vol. 4694, page 168, 2003.
- [Eggleton 94] B.J. Eggleton, P.A. Krug, L. Poladian & F. Ouellette. *Long periodic superstructure Bragg gratings in optical fibres*. *Electronics Letters*, vol. 30, no. 19, pages 1620–1622, 1994.

- [Erdogan 94] T. Erdogan, V. Mizrahi, P.J. Lemaire & D. Monroe. *Decay of ultraviolet-induced fiber Bragg gratings*. Journal of Applied Physics, vol. 76, page 73, 1994.
- [Erdogan 97] T. Erdogan. *Fiber grating spectra*. Journal of Lightwave Technology, vol. 15, no. 8, pages 1277–1294, 1997.
- [Ezbiri 97] A. Ezbiri, A. Munoz, S.E. Kanellopoulos & V.A. Handerek. *High resolution fibre Bragg grating sensor demodulation using a diffraction grating spectrometer and CCD detection*. Optical Techniques for Smart Structures and Structural Monitoring, IEE Colloquium, page 5, 1997.
- [Farahi 90] F. Farahi, D.J. Webb, J.D.C. Jones & D.A. Jackson. *Simultaneous measurement of temperature and strain : cross-sensitivity considerations*. Journal of Lightwave Technology, vol. 8, no. 2, pages 138–142, 1990.
- [Ferdinand 92] P. Ferdinand. *Capteurs à fibres optiques et réseaux associés*. Editions Lavoisier, 1992.
- [Ferdinand 96] P. Ferdinand, S. Magne & S. Rougeault. *Optical micro-system of rosette strain gauge types with dielectrical guides for measuring a longitudinal strain of a planar structure*, May 22 1996. EP Patent 0,713,084.
- [Ferdinand 00] P. Ferdinand. *Capteurs à fibres optiques à réseaux de Bragg*. Techniques de l'Ingénieur, Traité Mesures et Contrôle (R 6 735 1), 2000.
- [Fernandez-Valdivielso 02] C. Fernandez-Valdivielso, I.R. Matias & F.J. Arregui. *Simultaneous measurement of strain and temperature using a fiber Bragg grating and a thermochromic material*. Sensors & Actuators : A. Physical, vol. 101, no. 1-2, pages 107–116, 2002.
- [Ferreira 96] L.A. Ferreira, A.B. Santos & J.L. Farahi. *Simultaneous measurement of displacement and temperature using a low finesse cavity and a fiber Bragg grating*. IEEE, Photonics Technology Letters, vol. 8, no. 11, pages 1519–1521, 1996.
- [Ferreira 00] L.A. Ferreira, F.M. Araújo, J.L. Santos & F. Farahi. *Simultaneous measurement of strain and temperature using interferometrically interrogated fiber Bragg grating sensors*. Optical Engineering, vol. 39, page 2226, 2000.
- [Figliola 05] R. Figliola & D. Beasley. *Theory and design for mechanical measurements*. Wiley ; 4th edition, 2005.
- [Fisher 97] N.E. Fisher, P.J. Henderson & D. Jackson. *The interrogation of a conventional current transformer using an in-fibre Bragg grating*. Measurement Science and Technology, vol. 8, no. 10, pages 1080–4, 1997.
- [Fokine 02] M. Fokine. *Thermal stability of chemical composition gratings in fluorine-germanium-doped silica fibers*. Optics Letters, vol. 27, no. 12, pages 1016–1018, 2002.
- [Forest 07] S. Forest, M. Amestoy, G. Damamme & S. Kruch. *Mécanique des milieux continus*. Cours de l'École des Mines de Paris, téléchargeable sur <http://mms2.ensmp.fr/>, 2007.



- [Frazão 07] O. Frazão, L. Marques, J.M. Marques, J.M. Baptista & J.L. Santos. *Simple sensing head geometry using fibre Bragg gratings for strain-temperature discrimination*. Optics Communications, vol. 279, no. 1, pages 68–71, 2007.
- [Gadonna 03] M. Gadonna & P. Grosso. *In-situ method for removing refractive index chirp in fiber Bragg grating photo-written by Lloyd mirror*. Optical Fiber Technology, vol. 9, no. 4, pages 260–269, 2003.
- [Gangopadhyay 04] T.K. Gangopadhyay. *Prospects for Fibre Bragg Gratings and Fabry-Perot Interferometers in fibre-optic vibration sensing*. Sensors & Actuators : A. Physical, vol. 113, no. 1, pages 20–38, 2004.
- [Garcia 01] D. Garcia. *Mesure de formes et de champs de déplacements tridimensionnels par stéréo-corrélation d'images*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, France, 2001.
- [Ghosh 95] G. Ghosh. *Model for the thermo-optic coefficients of some standard optical glasses*. Journal of Non-Crystalline Solids, vol. 189, no. 1, pages 191–196, 1995.
- [Giaccari 03] P. Giaccari, H.G. Limberger & R.P. Salathé. *Local coupling-coefficient characterization in fiber Bragg gratings*. Optics Letters, vol. 28, no. 8, pages 598–600, 2003.
- [Giocosa 99] A. Giocosa. *Les composites dans l'industrie automobile*. Techniques de l'ingénieur. Plastiques et composites, no. AM5600, page 5600, 1999.
- [Giordano 04] M. Giordano, A. Laudati, J. Nasser, L. Nicolais, A. Cusano & A. Cutolo. *Monitoring by a single fiber Bragg grating of the process induced chemophysical transformations of a model thermoset*. Sensors & Actuators : A. Physical, vol. 113, no. 2, pages 166–173, 2004.
- [Grobncic 04] D. Grobncic, SJ Mihailov & CW Smelser. *Sapphire fiber Bragg grating sensor made using femtosecond laser radiation for ultrahigh temperature applications*. Photonics Technology Letters, IEEE, vol. 16, no. 11, pages 2505–2507, 2004.
- [Guan 00] B.O. Guan, H.Y. Tam, X.M. Tao & X.Y. Dong. *Simultaneous strain and temperature measurement using a superstructure fiber Bragg grating*. IEEE, Photonics Technology Letters, vol. 12, no. 6, pages 675–677, 2000.
- [Guemes 02] J.A. Guemes & J.M. Menéndez. *Response of Bragg grating fiber-optic sensors when embedded in composite laminates*. Composites Science and Technology, vol. 62, no. 7-8, pages 959–966, 2002.
- [GUM 99] GUM. *Guide pour l'expression de l'incertitude de mesure*. ISO/IEC Organisation internationale de Normalisation, 1999.
- [Hadeler 99] O. Hadeler, E. Rønnekleiv, M. Ibsen & R.I. Laming. *Polarimetric distributed feedback fiber laser sensor for simultaneous strain and temperature measurements*. Appl. Opt, vol. 38, no. 10, pages 1953–1957, 1999.
- [Heiberg 02] G. Heiberg, J. Skaar, M. Fokine & L. Arnberg. *A new method for temperature measurement in solidifying aluminum alloys by use of optical fiber Bragg grating sensors*. Transactions of the American Foundry Society and the One Hundred Sixth Annual Casting Congress, pages 383–391, 2002.

- [Heo 06] J.S. Heo, J.H. Chung & J.J. Lee. *Tactile sensor arrays using fiber Bragg grating sensors*. Sensors and Actuators, vol. 126, pages 312–327, 2006.
- [Hernandez 07] H. Hernandez, B. Douchin, F. Collombet, D. Choqueuse & P. Davies. *Monitoring par fibres optiques à réseaux de Bragg de l'enroulement filamentaire de tubes composites*. 15 èmes Journées Nationales des Composites, 2007.
- [Hill 97] K.O. Hill, G. Meltz, C.R. Center & O. Ottawa. *Fiber Bragg grating technology fundamentals and overview*. Journal of Lightwave Technology, vol. 15, no. 8, pages 1263–1276, 1997.
- [Huang 07] X.F. Huang, D.R. Sheng, K.F. Cen & Zhou H. *Low-cost Relative Humidity Sensor based on Thermoplastic Polyimide-coated Fiber Bragg Grating*. Sensors and Actuators B, pages 1–27, 2007.
- [Huard 94] S. Huard. *Polarisation de la lumière*. Éditions Masson, 1994.
- [Hui 03] R. Hui, J. Thomas, C. Allen, B. Fu & S. Gao. *Low-coherent WDM reflectometry for accurate fiber length monitoring*. Photonics Technology Letters, IEEE, vol. 15, no. 1, pages 96–98, 2003.
- [Humbert 03] L. Humbert, J. Botsis & F. Bosia. *Modeling of the residual stresses acting on a low-birefringence fiber Bragg grating sensor embedded in an epoxy matrix*. Proceedings of SPIE, vol. 5049, page 506, 2003.
- [Iwashima 97] T. Iwashima, A. Inoue, M. Shigematsu, M. Nishimura & Y. Hattori. *Temperature compensation technique for fibre Bragg gratings using liquid crystalline polymer tubes*. Electronics Letters, vol. 33, no. 5, pages 417–419, 1997.
- [James 96] S.W. James, M.L. Dockney & R.P. Tatam. *Simultaneous independent temperature and strain measurement using in-fibre Bragg grating sensors*. Electronics Letters, vol. 32, no. 12, pages 1133–1134, 1996.
- [James 03] S.W. James & R.P. Tatam. *Optical fibre long-period grating sensors : characteristics and application*. Measurement Science Technology, vol. 14, no. 5, page 49, 2003.
- [Jin 97] W. Jin, W.C. Michie, G. Thursby, M. Konstantaki & B. Culshaw. *Simultaneous measurement of strain and temperature : error analysis*. Optical Engineering, vol. 36, page 598, 1997.
- [Jin 98] X.D. Jin, J.S. Sirkis, J.K. Chung & V.S. Venkat. *Embedded In-Line Fiber Etalon/Bragg Grating Hybrid Sensor to Measure Strain and Temperature in a Composite Beam*. Journal of Intelligent Material Systems and Structures, vol. 9, no. 3, page 171, 1998.
- [Jochum 99] C. Jochum. *Microflambage des fibres dans les composites stratifiés à fibres longues*. PhD thesis, Université de Metz, France, 1999.
- [Joindot 96] I. Joindot & M. Joindot. *Les télécommunications par fibres optiques*. Éditions Dunod, 1996.
- [Jones 97] J. Jones. *Review of fibre sensor techniques for temperature-strain discrimination*. Twelfth International Conference on Optical Fibre Sensors, vol. 16, pages 36–39, 1997.

- [Jugla 05] S. Jugla. *Contribution à la modélisation multi-physique de la cuisson d'une résine époxy, étude des couplages*. PhD thesis, Université de Poitiers, 2005.
- [Jung 00] J. Jung, N. Park & B. Lee. *Simultaneous measurement of strain and temperature by use of a single fiber Bragg grating written in an erbium-ytterbium doped fiber*. *Applied Optics*, vol. 39, no. 7, pages 1118–1120, 2000.
- [Kalli 95] K. Kalli, G. Brady, D.J. Webb, L. Reekie, J.L. Archambault & D.A. Jackson. *Possible approach for the simultaneous measurement of temperature and strain via first and second order diffraction from Bragg grating sensors*. *Optical Fibre Gratings and Their Applications*, IEE Colloquium, page 15, 1995.
- [Kanellopoulos 95] S.E. Kanellopoulos, V.A. Handerek & A.J. Rogers. *Simultaneous strain and temperature sensing with photogenerated in-fiber gratings*. *Optics Letters*, vol. 20, no. 3, pages 333–335, 1995.
- [Kang 98] S.C. Kang, S.Y. Kim, S.B. Lee, S.W. Kwon, S.S. Choi & B. Lee. *Temperature-independent strain sensor system using a tilted fiber Bragg grating demodulator*. *Photonics Technology Letters, IEEE*, vol. 10, no. 10, pages 1461–1463, 1998.
- [Kang 00] M. K. Kang, W. I. Lee & H. T. Hahn. *Analysis of vacuum bag resin transfert molding process*. *Composites : part A*, no. 32, pages 1553–1560, 2000.
- [Kapron 91] F.P. Kapron & H.H. Yuce. *Theory and measurements for predicting stressed fiber lifetime*. *Optical Engineering*, vol. 30, page 700, 1991.
- [Kashyap 99] R. Kashyap. *Fiber Bragg Gratings*. Academic Press, 1999.
- [Kersey 96] A.D. Kersey. *A Review of Recent Developments in Fiber Optic Sensor Technology*. *Optical Fiber Technology*, vol. 2, no. 3, pages 291–317, 1996.
- [Kersey 99] A.D. Kersey & H.J. Patrick. *Hybrid fiber bragg grating/long period fiber grating sensor for strain/temperature discrimination*, August 31 1999. US Patent 5,945,666.
- [Kersey 03] A.D. Kersey & M.J. Marrone. *Fiber Bragg grating high-magnetic-field probe*. *Proceedings of SPIE*, vol. 2360, page 53, 2003.
- [Krol 00] M.F. Krol. *Dual wavelength interrogation sensor employing long-period gratings*, June 13 2000. US Patent 6,075,907.
- [Kuang 01] K.S.C. Kuang, R. Kenny, M.P. Whelan, W.J. Cantwell & P.R. Chalker. *Embedded fibre Bragg grating sensors in advanced composite materials*. *Composites Science and Technology*, vol. 61, no. 10, pages 1379–1387, 2001.
- [Kuang 03] K.S.C. Kuang & W.J. Cantwell. *Use of conventional optical fibers and fiber Bragg gratings for damage detection in advanced composite structures : A review*. *Applied Mechanics Reviews*, vol. 56, pages 493–513, 2003.
- [Lam 81] D.K.W. Lam & B.K. Garside. *Characterization of single-mode optical fiber filters*. *Applied Optics*, vol. 20, no. 3, pages 440–445, 1981.
- [Lee 95] D. C. Lee, J. J. Lee & S. J. Yun. *The mechanical characteristics of smart composite structures with embedded optical fiber sensors*. *Composite Structures*, vol. 32, no. 1-4, pages 39–50, 1995.

- [Lee 00] B.H. Lee, Y. Chung, W.T. Han & U.C. Paek. *Temperature sensor based on self-interference of a single long-period fiber grating*. IEICE Transactions on Electronics, pages 287–292, 2000.
- [Lee 03] B. Lee. *Review of the present status of optical fiber sensors*. Optical Fiber Technology, vol. 9, no. 2, pages 57–79, 2003.
- [Lee 06] A. Lee, M.J. Withford & J.M. Dawes. *Investigation into the power-law dependence of fibre Bragg grating growth*. Optics Communications, vol. 257, no. 2, pages 261–269, 2006.
- [Lemaire 93] P.J. Lemaire, R.M. Atkins, V. Mizrahi & W.A. Reed. *High pressure H<sub>2</sub> loading as a technique for achieving ultrahigh UV photosensitivity and thermal sensitivity in GeO<sub>2</sub> doped optical fibres*. Electronics Letters, vol. 29, no. 13, pages 1191–1193, 1993.
- [Li 01] X. Li. *Embedded sensors in layered manufacturing*. PhD thesis, Stanford University, 2001.
- [Li 04] C. Li, K. Potter, M.R. Wisnom & G. Stringer. *In-situ measurement of chemical shrinkage of MY750 epoxy resin by a novel gravimetric method*. Composites Science and Technology, vol. 64, no. 1, pages 55–64, 2004.
- [Ling 05] H. Ling, K. Lau & C. Lam. *Effects of embedded optical fibre on mode II fracture behaviours of woven composite laminates*. Composites Part B, vol. 36, no. 6-7, pages 534–543, 2005.
- [Ling 07] H.Y. Ling, K.T. Lau, W. Jin & K.C. Chan. *Characterization of dynamic strain measurement using reflection spectrum from a fiber Bragg grating*. Optics Communications, vol. 270, no. 1, pages 25–30, 2007.
- [Liotier 08] P.J. Liotier, A. Vautrin, J.M. Beraud & P. Henrat. *Introduction to the characterization of hygrothermal microcracking of composites reinforced by stitched non-woven UD laminas*. 13th European Conference on Composite Material Sweden, vol. 23, pages 167–176, 2008.
- [Liu 97] T. Liu, G.F. Fernando, Y.J. Rao, D.A. Jackson, L. Zhang & I. Bennion. *Simultaneous strain and temperature measurements in composites using a multiplexed fiber Bragg grating sensor and an extrinsic Fabry-Perot sensor*. Proceedings of SPIE, vol. 3042, page 203, 1997.
- [Liu 03] H.B. Liu, H.Y. Liu, G.D. Peng & P.L. Chu. *Strain and temperature sensor using a combination of polymer and silica fibre Bragg gratings*. Optics Communications, vol. 219, no. 1-6, pages 139–142, 2003.
- [Liu 06] L. Liu, H. Zhang, Q. Zhao, Y. Liu & F. Li. *Temperature independent FBG pressure sensor with high sensitivity*. Optical Fiber Technology, vol. 13, pages 78–80, 2006.
- [Madhav 06] K.V. Madhav, K.R. Kumar, T. Srinivas & S. Asokan. *Fiber Bragg Grating Magnetic Field Sensor*. Instrumentation and Measurement Technology Conference. Proceedings of the IEEE, pages 2042–2044, 2006.
- [Magne 97] S. Magne, S. Rougeault, M. Vilela & P. Ferdinand. *State-of-strain evaluation with fiber Bragg grating rosettes : application to discrimination*

- between strain and temperature effects in fiber sensors. *Applied Optics*, vol. 36, no. 36, pages 9437–9447, 1997.
- [Mandal 05] J. Mandal, Y. Shen, S. Pal, T. Sun, K.T.V. Grattan & A.T. Augousti. *Bragg grating tuned fiber laser system for measurement of wider range temperature and strain*. *Optics Communications*, vol. 244, no. 1-6, pages 111–121, 2005.
- [Marin 00] E. Marin. *Modélisation des effets des réseaux de Bragg dans les composants à fibre optique*. PhD thesis, Université Jean Monnet de Saint-Étienne, 2000.
- [Matrat 01] J. Matrat, K. Levin & R. Jarlas. *Implementation of a Bragg grating strain rosette embedded in composites*. *Proceedings of SPIE*, vol. 4328, page 168, 2001.
- [Maurin 02] L. Maurin, J. Bousoir, S. Rougeault, M. Bugaud, P. Ferdinand, A.G. Landrot, Y.H. Grunevald & T. Chauvin. *FBG-based smart composite bogies for railway applications*. *Optical Fiber Sensors Conference Technical Digest, OFS 15th*, pages 91–94, 2002.
- [Mauron 01] P. Mauron. *Reliability and lifetime of optical fibres and fibre bragg gratings for metrology and telecommunications*. PhD thesis, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2001.
- [Melle 93] S.M. Melle, A.T. Alavie, S. Karr, T. Coroy, K. Liu & R.M. Measures. *A Bragg grating-tuned fiber laser strain sensor system*. *Photonics Technology Letters, IEEE*, vol. 5, no. 2, pages 263–266, 1993.
- [Meltz 89] G. Meltz, W.W. Morey & W.H. Glenn. *Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method*. *Optics Letters*, vol. 14, no. 15, pages 823–825, 1989.
- [Molimard 05] J. Molimard, R. Le Riche, A. Vautrin & J.R. Lee. *Identification of the four orthotropic plate stiffnesses using a single open-hole tensile test*. *Experimental Mechanics*, vol. 45, no. 5, pages 404–411, 2005.
- [Mor 77] J.J. Mor. *The Levenberg-Marquardt algorithm : implementation and theory*. *Lecture Notes in Mathematics*, vol. 630, pages 105–116, 1977.
- [Mora 06] J. Mora, L. Martínez-León, A. Díez, J.L. Cruz & M.V. Andrés. *Simultaneous temperature and ac-current measurements for high voltage lines using fiber Bragg gratings*. *Sensors & Actuators : A. Physical*, vol. 125, no. 2, pages 313–316, 2006.
- [Moujoud 02] A. Moujoud, Z. Saddiki, T. Touam & S.I. Najafi. *Measurement of the refractive-index variations with temperature of hybrid sol-gel glasses*. *Thin Solid Films*, vol. 422, no. 1-2, pages 161–165, 2002.
- [Moyo 05] P. Moyo, J.M.W. Brownjohn, R. Suresh & S.C. Tjin. *Development of fiber Bragg grating sensors for monitoring civil infrastructure*. *Engineering Structures*, vol. 27, pages 1828–1834, 2005.
- [Mulle 07a] M. Mulle. *Éprouvettes technologiques instrumentées à coeur par fibre optique à réseau de Bragg pour l'analyse du comportement thermomécanique du matériau composite dans la structure*. PhD thesis, Université Paul Sabatier Toulouse III, 2007.

- [Mulle 07b] M. Mulle, R. Zitoune, F. Collombet, L. Robert & Y.H. Grunevald. *Identification de propriétés matériau sur éprouvette technologique par croisement des mesures par corrélation d'images numériques et réseaux de Bragg avec le modèle numérique associé*. 15 èmes Journées Nationales des Composites, 2007.
- [Narasimhamurty 81] T.S. Narasimhamurty. Photoelastic and electro-optic properties of crystals. Plenum Pub Corp, 1981.
- [Neuilly 87] M. Neuilly. *Erreurs de mesure*. Techniques de l'ingénieur. Mesures et contrôle, no. R280, page 280, 1987.
- [Nunez 07] R. Nunez, A. Vautrin & P. Henrat. *Problématique de la mesure de perméabilité transverse de pré-formes fibreuses*. 15 èmes Journées Nationales des Composites, 2007.
- [Ogawa 97] Y. Ogawa, J. Iwasaki & K. Nakamura. *A multiplexing load monitoring system of power transmission line using fibre Bragg grating*. Twelfth International Conference on Optical Fiber Sensors, 1997.
- [Okabe 00] Y. Okabe, S. Yashiro, T. Kosaka & N. Takeda. *Detection of transverse cracks in CFRP composites using embedded fiber Bragg grating sensors*. Smart Mater. Struct, vol. 9, no. 6, pages 832–838, 2000.
- [Orteu 02] J.J. Orteu. *Mesure 3 D de formes et de déformations par stéréovision*. Techniques de l'ingénieur. Génie mécanique, no. BM 7015, pages 7015–7015, 2002.
- [Orteu 04] J.J. Orteu & B. Daniel. *Photomécanique (Instrumentation Mesure Métrologie RS série I2M Vol. 4 N 3-4/2004)*. Éditions Lavoisier, vol. 252, 2004.
- [Othonos 99] A. Othonos & K. Kalli. *Fiber Bragg Gratings : Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing*. Artech House, 1999.
- [Özişik 80] M.N. Özişik. Heat conduction. Wiley, 1980.
- [Özişik 94] M.N. Özişik. *Finite Difference Methods in Heat Transfer*. CRC Press, 1994.
- [Pal 04] S. Pal, T. Sun, K.T.V. Grattan, S.A. Wade, S.F. Collins, G.W. Baxter, B. Dussardier & G. Monnom. *Non-linear temperature dependence of Bragg gratings written in different fibres, optimised for sensor applications over a wide range of temperatures*. Sensors & Actuators : A. Physical, vol. 112, no. 2-3, pages 211–219, 2004.
- [Patrick 93] H.J. Patrick & S.L. Gilbert. *Growth of Bragg gratings produced by continuous-wave ultraviolet light in optical fiber*. Optics Letters, vol. 18, no. 18, pages 1484–1486, 1993.
- [Patrick 96] H.J. Patrick, G.M. Williams, A.D. Kersey, J.R. Pedrazzani & A.M. Vengsarkar. *Hybrid fiber Bragg grating/long period fiber grating sensor for strain/temperature discrimination*. IEEE Photonic Technology Letters, vol. 8, no. 9, pages 1223–1225, 1996.

- [Peng 05] B.J. Peng, Y. Zhao, J. Yang & M. Zhao. *Pressure sensor based on a free elastic cylinder and birefringence effect on a FBG with temperature compensation*. Journal of Measurement, vol. 38, pages 176–180, 2005.
- [Peters 01] K. Peters, M. Studer, J. Botsis, A. Iocco, H. Limberger & R. Salathé. *Embedded optical fiber Bragg grating sensor in a nonuniform strain field : Measurements and simulations*. Experimental Mechanics, vol. 41, no. 1, pages 19–28, 2001.
- [Prabhugoud 06] M. Prabhugoud & K. Peters. *Finite element model for embedded fiber Bragg grating sensor*. Smart Materials and Structures, vol. 15, no. 2, page 550, 2006.
- [Prakash 06] O. Prakash, R. Mahakud, S.K. Dixit & U. Nundy. *Effect of the spatial coherence of ultraviolet radiation (255nm) on the fabrication efficiency of phase mask based fiber Bragg gratings*. Optics Communications, vol. 263, no. 1, pages 65–70, 2006.
- [Rao 97] Y.J. Rao, P.J. Henderson, D.A. Jackson, L. Zhang & I. Bennion. *Simultaneous strain, temperature and vibration measurement using a multiplexed in-fibre-Bragg-grating/fibre-Fabry-Perot sensor system*. Electronics Letters, vol. 33, no. 24, pages 2063–2064, 1997.
- [Rao 98] Y.J. Rao, D.J. Webb, D.A. Jackson, L. Zhang & I. Bennion. *Optical In-Fiber Bragg Grating Sensor Systems for Medical Applications*. Journal of Biomedical Optics, vol. 3, page 38, 1998.
- [Rao 02a] Y.J. Rao, S.F. Yuan, X.K. Zeng, D.K. Lian, Y. Zhu, Y.P. Wang, S.L. Huang, T.Y. Liu, G.F. Fernando & L. Zhang. *Simultaneous strain and temperature measurement of advanced 3-D braided composite materials using an improved EFPI/FBG system*. Optics and Lasers in Engineering, vol. 38, no. 6, pages 557–566, 2002.
- [Rao 02b] Y.J. Rao, X.K. Zeng, Y.P. Wang, T. Zhu, Z.L. Ran, L. Zhang & I. Bennion. *Temperature-strain discrimination using a wavelength-division-multiplexed chirped in-fibre-Bragg-grating/extrinsic Fabry-Perot sensor system*. Optical Fiber Sensors Conference Technical Digest, OFS 2002, 15th, pages 207–210, 2002.
- [Riant 03] I. Riant. *Fiber Bragg gratings for optical telecommunications*. Comptes rendus Physique, vol. 4, pages 41–49, 2003.
- [Robert 07] L. Robert, F. Nazaret, T. Cutard & J.J. Orteu. *Use of 3-D Digital Image Correlation to characterize the mechanical behavior of a Fiber Reinforced Refractory Castable*. Experimental Mechanics, vol. 47, no. 6, pages 761–773, 2007.
- [Rollinson 05] C.M. Rollinson, S.A. Wade, N.M. Dragomir, G.W. Baxter, S.F. Collins & A. Roberts. *Reflections near 1030nm from 1540nm fibre Bragg gratings : Evidence of a complex refractive index structure*. Optics Communications, vol. 256, no. 4-6, pages 310–318, 2005.

- [Sang 07] X. Sang, C. Yu, T. Mayteevarunyoo, K. Wang, Q. Zhang & P.L. Chu. *Temperature-insensitive chemical sensor based on a fiber Bragg grating*. Sensors and Actuators B, vol. 120, pages 754–757, 2007.
- [Schuster 07] D. Schuster. *EADS Innovation Works*. Rapport technique, Plastox 2007, EADS Symposium, 2007.
- [Shelby 05] J.E. Shelby. *Introduction to Glass Science and Technology*. Royal Society of Chemistry, Cambridge, 2005.
- [Shu 02a] X. Shu, Y. Liu, D. Zhao, B. Gwandu, F. Floreani, L. Zhang & I. Bennion. *Dependence of temperature and strain coefficients on fiber grating type and its application to simultaneous temperature and strain measurement*. Optics Letters, vol. 27, no. 9, pages 701–703, 2002.
- [Shu 02b] X. Shu, D. Zhao, Y. Liu, B. Gwandu, F. Floreani, L. Zhang & I. Bennion. *Effectively simultaneous temperature and strain measurement utilising a dual-grating sensor formed by type IA and type IIA FBGs*. Sensors, 2002. Proceedings of IEEE, vol. 2, 2002.
- [Shu 04] X. Shu, D. Zhao, L. Zhang & I. Bennion. *Use of Dual-Grating Sensors Formed by Different Types of Fiber Bragg Gratings for Simultaneous Temperature and Strain Measurements*. Applied Optics, vol. 43, no. 10, pages 2006–2012, 2004.
- [Silva 06] G. Silva, R. Leriche, J. Molimard & A. Vautrin. *Integrated strategy for identification of plate stiffness components*. Photomechanics 2006 Clermont-Ferrand, pages 3474–3478, 2006.
- [Simpson 03] A.G. Simpson, K. Kalli, K. Zhou, L. Zhang & I. Bennion. *An idealised method for the fabrication of temperature invariant IA-I strain sensors*. 16th Int. Conf on Optical Fibre Sensors (OFS'2003), Nara, Japan, pages 14–17, 2003.
- [Sirkis 01] J.S. Sirkis, P. Sivanesan & V.S. Venkat. *Measurement of distributed strain and temperature based on higher order and higher mode Bragg conditions*, August 21 2001. US Patent 6,278,810.
- [Skaar 00] J. Skaar. *Synthesis and characterization of fiber Bragg gratings*. PhD thesis, Institute of Physical Electronics, Norvege, 2000.
- [Skaar 01] J. Skaar, L. Wang & T. Erdogan. *On the synthesis of fiber Bragg gratings by layer peeling*. Quantum Electronics, IEEE Journal of, vol. 37, no. 2, pages 165–173, 2001.
- [Slowik 04] V. Slowik, E. Schlattner & T. Klink. *Experimental investigation into early age shrinkage of cement paste by using fibre Bragg gratings*. Cement and Concrete Composites, vol. 26, pages 473–479, 2004.
- [Snyder 83] A.W. Snyder & J.D. Love. *Optical Waveguide Theory*. Chapman & Hall, 1983.
- [Song 97a] M. Song, B. Lee, S.B. Lee & S.S. Choi. *Interferometric temperature insensitive strain measurement with different diameter fiber Bragg gratings*. Optics Letters, vol. 22, no. 11, pages 790–792, 1997.



- [Song 97b] M. Song, S.B. Lee, S.S. Choi & B. Lee. *Simultaneous Measurement of Temperature and Strain Using Two Fiber Bragg Gratings Embedded in a Glass Tube*. Optical Fiber Technology, vol. 3, no. 2, pages 194–196, 1997.
- [Sorensen 06] L. Sorensen, T. Gmür & J. Botsis. *Residual strain development in an AS<sub>4</sub>/PPS thermoplastic composite measured using fibre Bragg grating sensors*. Composites Part A, vol. 37, no. 2, pages 270–281, 2006.
- [Spirin 01] V.V. Spirin, M.G. Shlyagin, S.V. Miridonov & I. Marquez. *Temperature-insensitive strain measurement using differential double Bragg grating technique*. Optics and Laser Technology, vol. 33, no. 1, pages 43–46, 2001.
- [Studer 01] M. Studer. *Etude des forces pontantes dans un matériau composite à l'aide de réseaux de Bragg dans les fibres optiques*. PhD thesis, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2001.
- [Studer 03] M. Studer, K. Peters & J. Botsis. *Method for determination of crack bridging parameters using long optical fiber Bragg grating sensors*. Composites Part B, vol. 34, no. 4, pages 347–359, 2003.
- [Sudo 97] M. Sudo, M. Nakai, K. Himeno, S. Suzaki, A. Wada & R. Yamauchi. *Simultaneous measurement of temperature and strain using PANDA fiber grating*. OFS, vol. 12, pages 170–173, 1997.
- [Sutapun 99] B. Sutapun, M. Tabib-Azar & A. Kazemi. *Pd-coated elasto-optic fiber optic Bragg grating sensors for multiplexed hydrogen sensing*. Sensors and Actuators B, vol. 60, no. 1, pages 27–34, 1999.
- [Takeda 05] N. Takeda, Y. Okabe, J. Kuwahara, S. Kojima & T. Ogisu. *Development of smart composite structures with small-diameter fiber Bragg grating sensors for damage detection : Quantitative evaluation of delamination length in CFRP laminates using Lamb wave sensing*. Composites Science and Technology, vol. 65, no. 15-16, pages 2575–2587, 2005.
- [Takeda 06] N. Takeda, S. Yashiro & T. Okabe. *Estimation of the damage patterns in notched laminates with embedded FBG sensors*. Composites Science and Technology, vol. 66, no. 5, pages 684–693, 2006.
- [Tan 00] C.Z. Tan & J. Arndt. *Temperature dependence of refractive index of glassy SiO<sub>2</sub> in the infrared wavelength range*. Journal of Physics and Chemistry of Solids, vol. 61, no. 8, pages 1315–1320, 2000.
- [Tian 04] K. Tian, Y. Liu & Q. Wang. *A practical package technique for FBG-based temperature independent sensor*. Solid-State and Integrated Circuits Technology, 2004. Proceedings., vol. 3, 2004.
- [Tian 05] K. Tian, Y. Liu & Q. Wang. *Temperature-independent fiber Bragg grating strain sensor using bimetal cantilever*. Optical Fiber Technology, vol. 11, no. 4, pages 370–377, 2005.
- [Tien 07] C.H. Tien, H.W. Chen, W. F. Liu, S.S. Jyu, S.W. Lin & Y.S. Lin. *Hydrogen sensor based on side-polished fiber Bragg gratings coated with thin palladium film*. Thin Solid Films, pages 1–13, 2007.
- [Timoshenko 51] S.P. Timoshenko & J.N. Goodier. *Theory of Elasticity*. New York, pages 350–360, 1951.

- [Triques 03] A.L.C. Triques, C.L. Barbosa, L.C.G. Valente, A.M.B. Braga, R.M. Cazo, J.L.S. Ferreira & R.C. Rabelo. *Thermal treatment of fiber Bragg gratings for sensing and telecommunication applications*. Microwave and Optoelectronics Conference, Proceedings of the SBMO/IEEE MTT-S International, vol. 2, 2003.
- [Urbanczyk 01] W. Urbanczyk, E. Chmielewska & W.J. Bock. *Measurements of temperature and strain sensitivities of a two-mode Bragg grating imprinted in a bow-tie fibre*. Measurement Science and Technology, vol. 12, no. 7, pages 800–804, 2001.
- [Vacher 04] S. Vacher. *Capteurs à fibres optiques pour le contrôle de l'élaboration et la caractérisation mécanique des matériaux composites*. PhD thesis, École Nationale Supérieure des Mines de Saint-Étienne, 2004.
- [Valente 03] LCG Valente, AMB Braga, AS Ribeiro, RD Regazzi, W. Ecke, C. Chojetzki & R. Willsch. *Combined time and wavelength multiplexing technique of optical fiber grating sensor arrays using commercial OTDR equipment*. Sensors Journal, IEEE, vol. 3, no. 1, pages 31–35, 2003.
- [Van Steenkiste 95] R.J. Van Steenkiste. *Theory of Fiber Optic Strain and Temperature Sensors*. PhD thesis, Department of Aeronautics and Astronautics, Stanford University, 1995.
- [Van Steenkiste 97] R.J. Van Steenkiste & G.S. Springer. *Strain and temperature measurement with fiber optic sensors*. CRC Press, 1997.
- [Vengsarkar 96] A.M. Vengsarkar, P.J. Lemaire, J.B. Judkins, V. Bhatia, T. Erdogan & J.E. Sipe. *Long-period fiber gratings as band-rejection filters*. Journal of Lightwave Technology, vol. 14, no. 1, pages 58–65, 1996.
- [Wang 06] Y. Wang, B. Yun, N. Chen & Y. Cui. *Characterization of a high birefringence fibre Bragg grating sensor subjected to non-homogeneous transverse strain fields*. Measurement Science and Technology, vol. 17, no. 4, pages 939–942, 2006.
- [Wang 07] Y. Wang, B Han, D.W. Kim, Bar-Cohen A.W. & P. Joseph. *Integrated Measurement Technique for Curing Process-Dependent Mechanical Properties of Polymeric Materials Using Fiber Bragg Grating*. Experimental Mechanics, no. 48, pages 107–117, 2007.
- [Xu 93] M.G. Xu, H. Geiger, J.L. Archambault, L. Reekie & J.P. Dakin. *Novel interrogating system for fibre Bragg grating sensors using anacousto-optic tunable filter*. Electronics Letters, vol. 29, no. 17, pages 1510–1511, 1993.
- [Xu 94] M.G. Xu, J.L. Archambault, L. Reekie & J.P. Dakin. *Discrimination between strain and temperature effects using dual-wavelength fibre grating sensors*. Electronics Letters, vol. 30, no. 13, pages 1085–1087, 1994.
- [Xu 95] M.G. Xu, L. Dong, L. Reekie, J.A. Tucknott & J.L. Cruz. *Temperature-independent strain sensor using a chirped Bragg grating in a tapered optical fibre*. Electronics Letters, vol. 31, no. 10, pages 823–825, 1995.

- [Xu 96a] M.G. Xu, H. Geiger & J.P. Dakin. *Fibre grating pressure sensor with enhanced sensitivity using a glass-bubble housing*. Electronics Letters, vol. 32, no. 2, pages 128–129, 1996.
- [Xu 96b] M.G. Xu, H. Geiger & J.P. Dakin. *Modeling and performance analysis of a fiber Bragg grating interrogation system using an acousto-optic tunable filter*. Journal of Lightwave Technology, vol. 14, no. 3, pages 391–396, 1996.
- [Yamada 87] M. Yamada & K. Sakuda. *Analysis of almost-periodic distributed feedback slab waveguides via a fundamental matrix approach*. Appl. Opt, vol. 26, no. 16, pages 3474–3478, 1987.
- [Yashiro 05] S. Yashiro, N. Takeda, T. Okabe & H. Sekine. *A new approach to predicting multiple damage states in composite laminates with embedded FBG sensors*. Composites Science and Technology, vol. 65, no. 3-4, pages 659–667, 2005.
- [Yeo 05] T. Yeo, T. Suna, K.T. Grattan, D. Parry, R. Lade & B. Powell. *Characterisation of a polymer coated fibre Bragg grating sensor for relative humidity sensing*. Sensors and Actuator B, vol. 110, pages 148–155, 2005.
- [Zhao 00] Y. Zhao, P. Li, C. Wang & Z. Pu. *A novel fiber-optic sensor used for small internal curved surface measurement*. Sensors & Actuators : A. Physical, vol. 86, no. 3, pages 211–215, 2000.
- [Zhao 02] Y. Zhao, Y. Liao & S. Lai. *Simultaneous measurement of down-hole high pressure and temperature with a bulk-modulus and FBG sensor*. Photonics Technology Letters, IEEE, vol. 14, no. 11, pages 1584–1586, 2002.
- [Zhao 03] J. Zhao, X. Zhang, Y. Huang & X. Ren. *Experimental analysis of birefringence effects on fiber Bragg gratings induced by lateral compression*. Optics Communications, vol. 229, pages 203–207, 2003.
- [Zhao 04] Y. Zhao & Y. Liao. *Discrimination methods and demodulation techniques for fiber Bragg grating sensors*. Optics and Lasers in Engineering, vol. 41, no. 1, pages 1–18, 2004.
- [Zhao 05] Y. Zhao, Q. Meng & K. Chen. *Novel current measurement method based on fiber Bragg grating sensor technology*. Sensors and Actuators A, vol. 126, pages 112–116, 2005.
- [Zheng 06] R.T. Zheng, N.Q. Ngo, L.N. Binh, S.C. Tjin & P. Shum. *Optimization technique for simple reconstruction of the index modulation profile of symmetric fiber Bragg gratings from their reflective spectrum*. Optical Engineering, vol. 45, page 014403, 2006.

**Order n° : 533 MI**

Mustafa DEMIREL

CONTRIBUTION TO TEMPERATURE AND STRAIN MEASUREMENT  
OPTIMIZATION USING OPTICAL FIBER BRAGG GRATING SENSOR :  
APPLICATION TO COMPOSITE FABRICATION PROCESS BY RESIN INFUSION

**Speciality :** Mechanics and engineering

**Keywords :** sensor, gage, optical fiber, fibre, Bragg grating, FBG, measurement, metrology, acquisition, temperature, strain, stress, calibration, intrusivity, decoupling, discrimination, superimposed, thermocouple, process, LRI, composite, laminate, infusion, resin, epoxy, cure cycle, reticulation, conversion, gradient, transfert matrix, identification, optimization.

**Abstract :**

In the first part, we point out that composite material processes can be monitored thanks to optical fiber Bragg grating sensors (FBG) embedded into the material for strain and temperature measurement. In the second part, the principle and physics of FBG sensors and their sensitivity are detailed. FBG sensors measurements are analyzed in order to optimize measurement uncertainties. These uncertainties can be induced by several factors : the system used for signal acquisition, the method used to analyze the FBG spectrum, the FBG calibration step. In order to improve the FBG spectrum analysis, we have estimated the uncertainties induced by sampling, acquisition conditions, and evaluated different mathematical models and fitting methods. In order to achieve an accurate calibration of the sensor, an experimental bench permitting to apply a mechanical tension to the optical fiber under a thermally controlled environment has been developed. Some sensor characteristics like non-linearity, cross sensitivity and thermal drift have been also studied. Optical fiber intrusivity is studied. The results based on the observation of the optical fiber introduced in the composite host material and especially the carbon fiber organizations around FBG sensor are presented. FBG sensors are sensitive to temperature and strain simultaneously. A bibliographical review of different methods for strain/temperature discrimination is proposed. Two solutions have been selected and developed in our work : the first one is based on the use of a thermocouple associated to the FBG, and the second one is based on two Bragg gratings superposed at different wavelength on the same fiber. These solutions have been firstly evaluated for strain and temperature monitoring during the epoxy resin conversion. Secondly, FBG sensors have been used within the composite fabrication by resin infusion process known as LRI (*Liquid Resin Infusion*) in order to monitor the temperature and strain cycle during the cure. The last part of the document deals with the study of strain and temperature gradients (non homogenous parameters along the fiber) based on the analysis of the whole FBG spectrum. A gradient identification method inspired by the *T-Matrix* direct method, which computes simulated spectrums, is proposed. The identification method has been validated firstly on numerical cases, and secondly by experimental work thanks to a setup specially designed to apply thermal or mechanical gradients along the sensor.

N° d'ordre : 533 MI

Mustafa DEMIREL

CONTRIBUTION À L'OPTIMISATION DES MESURES DE TEMPÉRATURE ET DE DÉFORMATIONS PAR CAPTEUR À FIBRE OPTIQUE À RÉSEAU DE BRAGG : APPLICATION AU PROCÉDÉ DE FABRICATION DES COMPOSITES PAR INFUSION DE RÉSINE

**Spécialité :** Mécanique et ingénierie

**Mots clefs :** capteur, jauge, fibre optique, réseau de Bragg, FBG, mesure, métrologie, acquisition, température, déformation, contrainte, étalonnage, intrusivité, découplage, superposé, thermocouple, procédé, LRI, composite, infusion, résine, époxyde, cycle de cuisson, réticulation, gradient, matrice de transfert, identification, optimisation.

**Résumé :**

Dans une première partie, nous rappelons que les procédés de fabrication de matériaux composites peuvent être suivis avec l'emploi de capteurs à fibre optique à réseau de Bragg (FBG) mesurant la température et la déformation *in situ* au cœur des matériaux. Dans une seconde partie, nous détaillons le principe et la physique du capteur FBG ainsi que ses différentes sensibilités. La métrologie du capteur FBG est traitée dans le but d'optimiser les incertitudes de mesure associées. Celles-ci interviennent à différents niveaux de la chaîne d'acquisition : au niveau du matériel d'interrogation, du traitement du spectre acquis, ou de l'étalonnage. Pour améliorer le traitement du spectre brut du FBG, nous évaluons les incertitudes découlant de l'échantillonnage, des conditions d'acquisition et des méthodes de recherche ou des modèles mathématiques d'ajustement. Concernant l'étalonnage, un banc de micro-traction mécanique de fibre optique et thermique a été réalisé dans le but d'étalonner les capteurs. Des spécificités du capteur comme la non-linéarité des réponses, la sensibilité croisée et la dérive thermique sont abordées. Puis, nous présentons ce qui est observé lorsque la fibre est introduite dans le matériau par rapport à l'arrangement des capteurs dans l'environnement de composite. L'intrusivité de la fibre optique sera évaluée en fonction de plusieurs paramètres en vue d'être réduite. Il est également question du découplage de la température et de la déformation car le capteur est sensible aux deux grandeurs. Une revue documentée des différentes techniques de la littérature est proposée. Parmi les techniques de découplage, deux sont retenues : celle qui combine un thermocouple et un FBG, et celle basée sur des réseaux de différentes longueurs d'onde superposés sur une même fibre. Le capteur FBG est appliqué au suivi déformation/température lors de la cuisson de résines époxydes utilisées dans les composites. Enfin, les capteurs FBG sont introduits dans le procédé de fabrication de composite à infusion de résine LRI (*Liquid Resin Infusion*) afin de suivre les cycles de températures et de déformations au cours de la cuisson. La dernière partie traite de la mesure de gradient de température ou de déformation à partir de la réponse complète du capteur de Bragg. Une méthode d'identification de gradient s'inspirant de la méthode directe dite de *T-Matrix* permettant de simuler les spectres est proposée. Après avoir validé la méthode de chemin inverse sur des cas purement numériques, l'identification des gradients est testée sur des moyens expérimentaux permettant d'appliquer un gradient thermique ou mécanique au capteur FBG.